

Title	粒子法による自由表面流の数値解析とその水工学への応用に関する研究( Dissertation_全文 )
Author(s)	五十里, 洋行
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	2007-03-23
URL	<a href="http://dx.doi.org/10.14989/doctor.k13041">http://dx.doi.org/10.14989/doctor.k13041</a>
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

# 粒子法による自由表面流の数値解析と その水工学への応用に関する研究

2007 年 3 月

五十里 洋行





---

## 目 次

第 1 章	序 論	1
1.1 節	研究の位置付け	3
1.2 節	本論文の構成	4
	参考文献	5
第 2 章	水工学における自由表面流解析に関する既往の研究	7
2.1 節	自由表面流解析手法の分類	9
2.1.1	格子を使用する方法	9
2.1.2	格子を使用しない方法	11
2.1.3	中間型の方法	11
2.2 節	格子法と粒子法の水工学への応用に関する比較	12
	参考文献	15
第 3 章	MPS 法による流体解析	19
3.1 節	概説	21
3.2 節	標準型 MPS 法	21
3.3 節	非均一粒子径モデル	23
3.4 節	影響範囲の設定	24
3.5 節	固定壁境界条件の改良	27
3.6 節	結 語	28
	参考文献	29
	記号表	29
第 4 章	MPS 法の並列化	31
4.1 節	概説	33
4.2 節	データの分割方法	33
4.3 節	連立一次方程式の解法	36
4.4 節	計算時間の比較	41
4.5 節	結 語	51
	参考文献	52
	記号表	52

<b>第 5 章</b>	<b>一方向流場における 3 次元自由表面流解析</b>	<b>55</b>
5.1 節	階段上流れにおける 3 次元数値解析	57
5.1.1	研究の背景	57
5.1.2	階段状水路の水理シミュレーション	58
5.1.3	流水中の階段登段者の脚部に作用する流体力評価	64
5.1.4	結 語	71
5.2 節	ストリーム型数値魚道の構築	73
5.2.1	研究の背景	73
5.2.2	複雑固定壁境界の構築	74
5.2.3	デニール型数値魚道	75
5.2.4	スティープパス型数値魚道	88
5.2.5	舟通し型数値魚道	96
5.2.6	結 語	104
5.3 節	流木群による閉塞機構に関する研究	105
5.3.1	研究の背景	105
5.3.2	数値解析の概要	106
5.3.3	自然調節型洪水吐きの流木による閉塞機構	108
5.3.4	山地橋梁の流木閉塞過程	114
5.3.5	結 語	119
5.4 節	排砂水路底面の摩耗過程のシミュレーション	121
5.4.1	研究の背景	121
5.4.2	数値解析の概要	122
5.4.3	コンクリート水路の摩耗過程	125
5.4.4	結 語	130
5.5 節	結 語	131
	参考文献	132
	記号表	134
 <b>第 6 章</b>	 <b>波動場における碎波過程のシミュレーション</b>	 <b>139</b>
6.1 節	一様斜面上碎波過程のシミュレーション	141
6.1.1	研究の背景	141
6.1.2	3 次元数値波動水槽	142
6.1.3	結 語	146
6.2 節	MPS 法と Boussinesq 方程式のカップリングモデルの開発	147
6.2.1	研究の背景	147
6.2.2	MPS-Boussinesq カップリングモデルの開発	148
6.2.3	低天端護岸上部の大型排水路への越波過程のシミュレーション	154

6.2.4	平面 2-D Boussinesq モデルと 3D-MPS 法のカップリング	160
6.2.5	結 語	166
6.3 節	気液二相流モデルによる砕波過程のシミュレーション	167
6.3.1	研究の動機	167
6.3.2	気液二相流型 MPS 法	167
6.3.3	一様斜面上の砕波・越波過程	172
6.3.4	結 語	175
6.4 節	衝撃波圧推定のための疑似圧縮モデルの開発	175
6.4.1	研究の背景	175
6.4.2	疑似圧縮性流体モデル	176
6.4.3	疑似圧縮性の効果	177
6.4.4	衝撃波圧解析	178
6.4.5	結 語	181
6.5 節	結 語	181
	参考文献	182
	記号表	184
<b>第 7 章</b>	<b>結 論</b>	<b>187</b>



---

# 第 1 章

## 序 論



## 1.1 研究の位置付け

水工学の主対象である非圧縮性流れの解析法としての数値流体力学（CFD：Computational Fluid Dynamics）は、1960年代に米国の Los Alamos 国立研究所で開発された MAC（Marker-and-Cell）法<sup>1)</sup>を端緒として、それ以降のハードウェアの発達とともに発展を続けてきた。今から十数年前の段階では汎用計算機の性能上の制約から扱える計算点が必ずしも充分ではなく、数値流体力学は実験の補助的な役割しか担っていなかったが、最近では3次元の複雑な境界条件下の流れについての汎用機での計算も実施できるようになり、水理現象が実験と数値解析の両面から検討される例も多くなってきている。もちろん実験技術や計測機器も同様に進歩しており、実験が不必要となることはないが、実験装置や設備に要すコストやスペースの問題あるいは水理モデルのスケール効果の問題等を考えるとき、代替技術としての数値流体力学が担う役割は今後一層拡大すると思われる。

一口に数値流体力学と言っても、その解析手法は実に多岐に渡るが、個々の解析手法に求められる要件は多様である。計算科学のツールとしては、1) 微視的なスケール（高解像度）での現象の追跡が可能であることは必須であるし、実務面のツールとしては、2) 広範囲の領域を計算対象にできること、3) 複雑な境界条件でも安定した解析が可能であること、4) 計算負荷が小さいこと、など単一 CPU レベルでの扱い易さが重要である。しかし、これらの要件は互いに相反するものであるから、これらの要件のすべてを満足するモデルを開発することは不可能である。具体的には、上記の 1), 2), 4) はトレードオフの関係にある。すなわち、解像度のある程度高く保ちつつ広領域を計算対象とするならば計算点が多数必要となるが、計算点が多ければ多いほど計算負荷は大きくなる。いずれかを満足させようとすれば、いずれかを犠牲にせざるを得ない。したがって、解析モデルの開発に際しては、基礎式をモデル化する過程で、解析目的に応じた仮定が導入されることになる。

水工学（海岸工学・河川工学）で解析の対象とされる場は大きく分類して、i) 平面2次元場、ii) 鉛直2次元場および iii) 3次元場の3種類であるが、平面2次元場の解析手法として頻用される水深積分型モデル（すなわち、浅水流方程式や Boussinesq 方程式）は、その名の通り水深方向に何らかの圧力分布形を仮定し、基礎式を積分して簡略化する。この場合、上記の条件 2) と 4) が満足されるが、一方で、3) の条件は特に水深方向に水表面あるいは固定壁表面が複数存在する境界条件（例えば、巻き波型碎波、フレア型等のオーバーハング形式の護岸等）が課される場では対応が困難となる。また、3次元の渦構造を直接的に解析できないので、条件 1) については不十分であり、概して巨視的なスケールでの現象追跡に用いられることが多い。一方、ii) および iii) を対象とする解析手法は、本論文で主として扱う自由表面を追跡する手法であるが、



この場合、条件 1) および 3) に重点が置かれる。ただし、条件 1) については、基本的には格子スケール（あるいは粒子スケール）に制限され、それ以下の現象については仮定（例えば、乱流モデル）を導入する必要がある。一方、条件 4) については、例えば圧力場を解くプロセスにおける陰的計算にかかる時間コストが大きいために不利となり、条件 2) についても計算負荷が大きいことから水深積分型モデルと比較すればかなり制限されざるを得ない。水深積分型モデルを使用するか自由表面流解析を行うかはユーザーが得たい情報に応じて判断することであるが、実務レベルでは計算負荷の小さい前者が用いられることが必然的に多くなる。

本論文で扱う粒子法は、自由表面を柔軟に追跡できることに特徴付けられるので、ii) および iii) を計算対象とすることが多い。粒子法の初期の研究もまた MAC 法に代表される格子法と同様に Los Alamos 国立研究所で行われており、MAC 法の発表以前から PAF (Particle-and-Force) 法<sup>2)</sup>や PIC (Particle-in-Cell) 法<sup>3)</sup>に関する論文が存在する<sup>4)</sup>など、その歴史は古い。しかし、粒子法は近傍の計算点との相互作用計算にかかる演算量が格子法よりもかなり大きく、一昔前の計算機では計算負荷が高すぎて積極的に使用されることはなかった。MAC 法の成功に端を発する格子法の発展に比べ、粒子法に関する研究は最近まで必ずしも活発化せず、特に水工学の分野における適用例は極めて少なかった。しかし、近年の計算機の性能向上と並列計算技術の導入により多数の粒子（計算点）を用いた粒子法計算が現実的となり、さらに、格子法では適用の困難な急変流場や碎波帯内流れにも原理的に適用が可能であるから、計算格子を用いる計算法では困難な急変流解析のための技術として期待が大きい。そこで本論文では、自由表面流解析が重要な役割を演じる水工学上の諸現象を対象に、粒子法の適用性を検討する。

## 1.2 本論文の構成

まず、第 1 章では、本論文で扱う粒子法と本研究の位置付けと、本論文の構成を示す。

第 2 章では、各種の自由表面流解析手法について言及するとともに、既往の解析モデルと粒子法の特徴・適用範囲について比較を行う。

第 3 章ではまず、本論文で用いる MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法<sup>5)</sup>について概要を示し、モデル定数のチューニング計算を実施し、第 4 章以降のシミュレーションで用いるモデル定数を決定する。また、3 次元計算の際に問題となる固定壁の境界条件について改良案を提案し、その適用性を検討する。

第 4 章では、MPS 法の並列化について言及する。先述したように計算負荷の大きい粒子法では、特に 3 次元計算を実施するには並列化は必須であると言っても過言ではない。しかし、移

動計算点を扱い、かつ、相互作用計算の対象となる近傍粒子が時々刻々と更新される粒子法では、並列化において格子法には現れない問題点が発生する。本章では、その粒子法特有の問題点を考慮しながら、並列化の際に計算速度を支配する分割方法および行列解法（共役勾配法）に特に注目して、粒子法によるシミュレーションコードに最適な並列化手法を検討する。

第5章では、一方向流場を対象とした計算例を示す。5.1節では、都市域での洪水氾濫時に発生する地下空間への氾濫流の流入を想定した階段状水路におけるシミュレーションの結果を示す。既往の水理実験で得られている流速場や流況との比較を通じて、MPS法によるシミュレーション結果の再現性を検討した後、階段状水路内に設置された脚型模型に作用する流体力について既往の水理実験結果との対応を示す。5.2節では、3種類のストリーム型魚道を対象に流れ場の再現を試みる。5.3節および5.4節では、粒子法の利点の1つである剛体追跡の容易さを利用して、流木および礫の流下過程に関するシミュレーションを実施する。

第6章では、計算対象を海岸工学の分野で対象とされる波動場に移し、シミュレーションを実施する。6.1節では、一様勾配斜面上での巻き波型碎波を再現する3次元計算を実施する。6.2節では、MPS法における計算領域の問題を解決する一手法として、平面2次元 Boussinesq モデルとのカップリングモデルを提案する。本節ではまず、MPS法の鉛直断面2次元モデルとのカップリングを実施し、モデル海浜を対象として水理実験との比較を行うことで有効性を検討する。その後、同様のモデルを拡張して、3D-MPS法とのカップリングモデルを開発する。6.3節では、気液二相流モデルを導入して、一様斜面上の碎波過程を対象に計算を実施し、既往の水理実験から得られている流速場と計算結果との比較を行う。6.4節では、粒子法特有の問題である圧力擾乱の問題に対する解決策の1つとして疑似圧縮モデルを提案し、直立護岸に作用する波圧解析を実施する。そして、既往の水理実験との比較を行い、疑似圧縮モデルの有効性を検討する。

第7章では、本論文で得られた主要な結論を各章ごとに列挙し、今後の課題をまとめて本論文の結論とする。

## 参考文献

- 1) Harlow, F. H., and Welch, J. E.: Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface, *Phys. Fluids*, 8, pp. 2182-2189, 1965.
- 2) Dary, B. J., Harlow, F. H., Welch, J. E., Sanmann, E. E., and Wilson, E. N.: Numerical Fluid Dynamics Using the Particle-and-Force Method, LA-3144, 1965.
- 3) Harlow, F. H.: PIC and Its Progeny, *Comput. Phys. Commun.*, 48, pp. 1-10, 1988.

- 4) 越塚誠一：数値流体力学，インテリジェントエンジニアリングシリーズ，培風館，p223, 1997.
- 5) Koshizuka, S. and Oka, Y.: Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp. 421-434, 1996.

---

## 第 2 章

### 水工学における 自由表面流解析に関する既往の研究



## 2.1 自由表面流解析手法の分類

本章では、既往の自由表面流解析手法についてレビューを行うとともに、自由表面流解析手法の中での粒子法（MPS 法<sup>1)</sup>）の位置付けを明らかにする。

自由表面流解析は、支配方程式の離散化に格子を使用するか否かと流体運動をどのような視点で追跡するか（Euler 型あるいは Lagrange 型）によって分類できる。表-2.1 に分類表を示す。以下に、水工学で頻繁に用いられる代表的な方法について順に概要を記述する。

### 2.1.1 格子を使用する方法

#### (1) Euler 型

計算格子を使用する Euler 的な方法は、自由表面の追跡方法や差分スキーム等の違いによって様々な解析法が開発されており、自由表面流解析の解析手法において現在最も一般的な方法であると言える。MAC 法<sup>2)</sup>は、前章に記述したとおり、自由表面流解析モデルの始祖的な存在である。MAC 法では、自由表面の追跡が周囲の局所的流速に従って移動するマーカーを計算領域に配置することで行われる。理論的にはどのような水面形状でも追跡することができるが、マーカーの数密度の低い領域が出現すれば、その領域における水面の追跡精度が低下するので、追跡精度を一定のレベルに保つためには多数のマーカーの導入が必要となる。MAC 法では、マーカー追跡の負荷の高さが非効率につながる問題がある。MAC 法の後継手法と言べき SMAC (Simplified MAC) 法<sup>3)</sup>では計算アルゴリズムに圧力計算を分離して解く 2 段階法が導入されており、安定した計算を実施することができる。この 2 段階法は Euler 型、Lagrange 型を問わず、後に開発される他の解析モデルでも多数取り入れられている。海岸工学の分野では、Sakai ら<sup>4)</sup>や滝川ら<sup>5)</sup>によって水面追跡にマーカーを用いる SMAC 法単体での計算が実施されているが、最近では先述の 2 段階法のみ他の自由表面の追跡方法（マーカーに依らない方法）と併せて使用されることが多い（例えば、川崎ら<sup>6)</sup>や牛島ら<sup>7)</sup>）。

海岸工学の分野で数値造波水槽のための解析モデルとして開発された CADMAS-SURF<sup>8)</sup>でも、SMAC 法による非圧縮性流れの計算アルゴリズムが用いられ、VOF (Volume of Fluid) 法<sup>9)</sup>による自由表面追跡が導入されている。VOF 法による水面追跡は、流体の占有体積率を表す補助関数  $F$  によって行う。すべてのセルで設定された  $F$  は 0 以上 1 以下の数値で表され、 $F < 1$  のセルを水面と定義する。基礎式には、 $F$  の輸送方程式が含まれる。この方法を適用すれば、MAC 法で見られたマーカーの存在位置の不均質化による水面追跡精度の低下の問題を解消できる一方で、 $F$  の移流に伴う数値拡散の問題が存在し、Donor-Acceptor 法による改善策が提案されているが、

表-2.1 自由表面解析手法の分類

	格子法	粒子法
Euler 型	MAC 法, VOF 法 C-CUP 法, MICS	Gridless 法
Lagrange 型	BFC	SPH, MPS 法 (粒子法)
中間型	ALE 法, GAL 法	MPS-MAFL 法

複雑な界面形状の追跡はやはり容易ではない。

Euler 型の数値解析手法には、移流項の差分化に伴う数値拡散の問題が存在する。CIP (Cubic-Interpolated Pseudoparticle) 法<sup>10)</sup>は、数値拡散を抑制して精度よく移流を計算できる手法の1つである。CIP 法はフラックスを用いないので非保存型ではあるが、物理量の空間1階微分を変数として持ち、その移流方程式を解くので、少ない数の計算点で高精度の移流計算が可能である。CIP 法は、水面追跡方法として密度関数法や Heaviside 関数を使用する Level-Set 法<sup>11)</sup>とともに用いられることが多く、海岸工学の分野では、陸田ら<sup>12)</sup>による C-CUP (CIP combined Unified Procedure) 法<sup>13)</sup>を適用した碎波解析や川崎らによる DOLPHIN (Dynamic numerical model Of muLti-Phase flow with Hydrodynamic INteractions)<sup>6)</sup>を用いた計算では密度関数法が、桜庭ら<sup>14)</sup>や渡部ら<sup>15)</sup>によるシミュレーションでは Level-Set 法が水面追跡方法として採用されている。先述の VOF 法系の手法が基本的には液相の運動のみを追跡するのに対して、CIP 法を用いた手法では気相も同時に解くという特徴を有する。このような多相場を同時に解く2流体モデルとしては、牛島らの開発した MICS (Multiphase Incompressible flow solver with Collocated grid System)<sup>7)</sup>がある。MICS では、その名の通りコロケート格子を用いて、移流項の離散化には CIP 法ではなく保存形の QSI スキーム<sup>16)</sup>を高次精度で用いる。DOLPHIN では固相を高粘性流体として扱うのに対して、MICS では個別要素法<sup>17)</sup>の枠組みで計算される粒子を使用するという特徴がある。

## (2) Lagrange 型

境界適合格子を用いる BFC (Boundary-Fitted Coordinate method) 法<sup>18)</sup>では格子点を Lagrange 的に移動させるので、水面を良好に追跡することができるが、格子の歪みが顕著になった場合、計算精度の低下や不安定化の問題が現れる。したがって、急変流解析には不向きである。

### 2.1.2 格子を使用しない方法

#### (1) Euler 型

固定計算点を任意に配置し、計算点相互の位置関係を予め指定せず、計算点周囲の他の計算点との相互作用計算を行うグリッドレス法（例えば、Batina<sup>19)</sup>）がこの範疇に分類される。自由表面流解析に対する適用例はあまり見られない。

#### (2) Lagrange 型

格子を使用せずに Lagrange 的に計算点を追跡する方法を一般に粒子法と呼ぶ。粒子法では、移流項は計算点の移動によって記述されるため、格子法を適用した際に悩まされる移流項の差分化に起因する数値拡散の問題を回避できることが利点である。また、粒子の存在がそのまま流体の存在となるので、水面が不鮮明化することなく明瞭に定義でき、複雑な水面形状にも柔軟に対応できる。自由表面流解析手法として用いられる粒子法には、SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics)<sup>20)</sup> と MPS 法がある。SPH と MPS 法の違いは、物理量の分布の定義にある。SPH では、カーネルと呼ばれる分布関数によって計算点まわりの物理量分布が定義され、計算点以外の座標でも物理量がカーネルの重ね合わせとして定義される。MPS 法でもカーネルに相当する重み関数<sup>21)</sup>は使用するが、SPH のように物理量の分布は考えず、計算点上のみで物理量を定義する。歴史としては SPH が古く、元々は宇宙物理学の分野で圧縮性流れの解析モデルとして使われていた（例えば、Monaghan<sup>22)</sup> や Benz<sup>23)</sup>）。その後、非圧縮性流体解析への拡張<sup>24)</sup>が行われ、計算アルゴリズムの半陰解法化も実施されている<sup>24),25)</sup>。一方、MPS 法は 1995 年に越塚らによって提案された新しい手法で、原子力工学や船舶工学および水工学の分野で様々な問題への適用性の検討が活発に行われている。

### 2.1.3 中間型の方法

格子を用いる方法、用いない方法ともに、Euler 型と Lagrange 型の中間に相当する解析モデルが存在する。前者のモデルとして ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) 法<sup>26)</sup>があるが、ALE 法では、流れ場は Euler 的に扱うが格子は Lagrange 的に移動させる。田中ら<sup>27)</sup>は ALE 法と有限要素法を組み合わせて自由表面流解析を行っている。また、灘岡ら<sup>28)</sup>の GAL (Grid-Averaged Lagrangian model) 法も中間型の手法である。GAL 法による自由表面流解析<sup>29)</sup>では、セル内の流体要素の Lagrange 的な移動とその体積濃度の各セルへの再配分を繰り返し行うことで水面が追跡される。この方法では、セル内の流体の重心位置を同時に算出するので、VOF 法では考慮されないセル内の水面勾配も扱うことができ、数値拡散による水面のなまりを防ぐのに効果的である。一方、



MPS-MAFL (MPS-Meshless Advection using Flow-directional Local-grid) 法<sup>30)</sup>は、粒子の移動方向軸上に局所的補助格子を導入し、微分演算の離散化精度を高める手法で、粒子法型 ALE として後者に分類される。

## 2.2 格子法と粒子法の水工学への応用に関する比較

本節では、前節で示した解析モデルについて、水工学で解析対象とされる諸問題で要求される事象への対応を既往の研究を通して比較検討する。比較の対象とする解析モデルは、粒子法からは MPS 法および SPH, 格子法からは標準的な MAC 法等の液相のみを対象とするモデル（以下、一流体モデルと呼ぶ）および C-CUP 法等の混相場を対象とするモデル（以下、二流体モデルと呼ぶ）の 4 種類である。

### [1] 複雑な水面変形（水塊の分裂・再合体や飛沫など）

自由表面流解析では、砕波や越波のように水面が大きく変形する現象に対しても安定して解析することが求められる。前節で記述した通り、粒子法はどのような水面変形にも対応が可能である。二流体モデルも飛沫の表現の点では粒子法のように明瞭な解が得られるわけではないが、水塊の分裂・合体については良好に再現できる。一流体モデルは、例えば VOF 法では、巻き波型砕波のジェットの着水時に計算が不安定となるなどの問題が知られている。

### [2] 乱流

実現象として見られる流体運動はほぼすべて乱流であるので、水工学で対象とする場合も当然乱流場である。工学的な問題に関しては DNS を実施することは現実的ではないので、格子あるいは粒子スケール以下の乱れについては、Sub-grid-scale あるいは Sub-particle-scale の影響をモデル化した付加的応力項を基礎式に組み込んで（乱流モデル）考慮することとなる。MPS 法の乱流モデルは、Gotoh ら<sup>31)</sup>によって提案された LES (Large Eddy Simulation) 型のモデル (SPS 乱流モデル) による 2 次元場の計算例があるが、3 次元場への拡張例は存在しない。SPH でも MPS 法と同様に SPS 乱流モデルが導入された計算例がある（例えば、Gotoh ら<sup>32)</sup>）が、やはり 3 次元場への拡張は行われていない。一流体モデルでは RANS の使用が一般的で、例えば CADMAS-SURF には、高 Reynolds 型  $k-\epsilon$  (2 方程式) モデル<sup>33)</sup>が導入されている。二流体モデルへの乱流モデルの導入例としては、C-CUP 法に Dynamic Smagorinsky モデル<sup>34)</sup>を組み込んで 3 次元解析を実施した陸田ら<sup>12)</sup>の研究がある。

## [3] 混相流解析

山地溪流河川や海岸域の碎波帯では高濃度の浮遊砂の巻き上げや碎波による水面下への気泡連行が発生し、そのような場では固液・気液といった混相流を同時に解くことが要請される。特に、固液二相流については以前から河床変動や海浜変形の問題が注目されていることもあり、数多くの解析モデルが開発されている<sup>35)</sup>。二流体モデルは、計算原理的に混相流を扱うモデルであるので、当然固気液三相の計算が可能である（例えば、川崎ら<sup>6)</sup>、牛島ら<sup>7)</sup>）。MPS法による混相流解析は、固液二相流解析については後藤ら<sup>36)</sup>が固液二相流モデルやDEM-MPSカップリングモデル<sup>37)</sup>の開発を行っている。これらの固液混相流モデルを改良したMPS法による気液二相流解析は第6章で後述する。SPHにおいては、坂井ら<sup>38)</sup>が固気液三相での混相流解析を実施している。一流体モデルを用いた固液二相流の計算例としては、米山ら<sup>39)</sup>によるVOF法を用いた濁質の挙動追跡計算やVOF法と個別要素法とリンクさせた重松ら<sup>40)</sup>による計算例がある。気液二相流計算は、谷本ら<sup>41)</sup>がCADMAS-SURFを拡張している。

## [4] 浮体の運動追跡

流体と浮体との連成解析は、例えば、浮体式防波堤の機能評価のための浮体の動揺解析や津波漂流物の移動と構造物との衝突による被害推定、あるいは洪水氾濫時の流木や礫の流下を想定した河川周辺域における被害予測等、その必要性は高い。このような浮体の追跡はLagrange的に行うことが有効であるので、これまでに粒子法による計算例は多く存在する。MPS法では、Koshizukaら<sup>42)</sup>の開発した剛体連結モデルを適用することで、浮体の運動をシミュレートすることが可能である。これまでに、流木<sup>43)</sup>、浮氷盤<sup>44)</sup>、マンホール<sup>45)</sup>の運動を対象とした2次元計算が、船体<sup>45)</sup>の移動をシミュレートした3次元計算が成されている。また、陸田・土井<sup>47)</sup>はSPHを用いて碎波した波の衝突によって剛体移動する沿岸構造物の運動解析をKoshizukaらと同様の手法で行っている。二流体モデルによる浮体の扱いは様々であり、川崎ら<sup>6)</sup>は前節で記述した高粘性流体としての固相の移動に剛体としての運動規則を当てはめることで浮体を扱い、陸田・土井<sup>48)</sup>はC-CUP法とSPHとのカップリングモデルの開発によってSPH粒子で浮体の運動を扱っている。また、陸田ら<sup>49)</sup>は、C-CUP法と個別要素法を組み合わせたCIP-EDEM法を開発して、DEM粒子で作成された浮体の運動を追跡した。一流体モデルによる移動物体の追跡は困難であり、水谷ら<sup>50)</sup>が係留された浮体の波浪による動揺を計算しているが、浮体の運動は並進に限られ、回転運動は扱われていない。

## [5] 波圧解析

海岸構造物の耐波設計のための波圧予測に関する研究は、海岸工学とともに発展してきた課題であり、古くから行われている。そのようなことから数多くの水理実験や、それに基づいた

表-2.2 解析モデルの諸現象への対応

	MPS	SPH	一流体モデル (MAC 法, VOF 法等)	二流体モデル (CIP 法, MICS 等)
水塊分裂・再合体	◎	◎	△	◎
飛沫	◎	◎	△	△
乱流	○	○	○	○
混相流	○	○	○	◎
浮体追跡	○	○	△	○
波圧解析	○	※	◎	◎
移動床	○	※	△	△

◎ : オリジナルのモデルで対応が可能

○ : 付加的なモデルを導入することで対応が可能

△ : 対応が困難である

※ : MPS 法と同様の方法で対応が可能であるが現在未着手

波力公式（合田式<sup>51)</sup>など）による波圧予測が実務において使用され、一定の成果を挙げている。しかし、より詳細な設計情報を得るためには、計算力学的に波力算定を行うことも重要である。CADMAS-SURF は耐波設計への適用を目標に開発がされており、波圧分布の再現に用いられているが<sup>52)</sup>、水面下に取り込まれた気相の影響をどのように考慮するかが課題である。陸田・土井<sup>48)</sup>は、C-CUP 法で波圧解析を行っているが、二流体モデルであるため、気相の影響が顕著である Bagnold 型の波圧形状についても相応に良好な再現がされている。一方、粒子法では、粒子数密度の揺らぎに起因する圧力擾乱の問題があるため、圧力の時間波形に高周波のノイズが混入する。時間平均や空間平均操作を行えば問題ないため、計算自体に悪影響は及ぼさないが、滑らかな圧力波形を得るためには末吉・内藤<sup>53)</sup>や日比・藪下<sup>54)</sup>の提案する圧力擾乱低減の操作が必要である。本論文でも、第6章で別の手法を提案している。

#### [6] 移動床

河道における橋脚周りの局所洗掘等の水路床変動を時間発展的に追跡するためには、移動床の扱いが解析モデルに求められるが、固定格子を用いる手法では困難である。したがって、ALE 法のような移動一般座標系を適用する（例えば、長田ら<sup>55)</sup>）か、粒子法の適用が有用である。MPS 法では、後藤ら<sup>56),57)</sup>が水流の剪断と水撃による洗掘の動的な解析を実施している。

以上を表-2.2 にまとめて示す。このように粒子法は諸現象に対して柔軟に対応でき、格子法で適用の困難な現象に対しても広い適用性を有しているので、粒子法に関する研究は数値流体力学的コンセプトに基づく水工学的諸問題の解析法の発展に大きく貢献できると思われる。現在、粒子法の水工学への応用に関する研究は端緒についたばかりであり、特に3次元計算の適用例は皆無に等しい。そこで本論文では、シンプルなアルゴリズムでありながら、水塊分裂現象などの急変流特性に高い再現性を有するMPS法に注目して、コードの3次元化を実施する。さらに、それに伴って特に顕著になる計算負荷と計算点数の増加の問題を解決するために、並列計算を導入して、鉛直2次元および3次元における種々の計算例を示して、開発された計算コードの水工学への適用性を検証する。

## 参考文献

- 1) Koshizuka, S. and Oka, Y.: Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp. 421-434, 1996.
- 2) Harlow, F. H. and Welch, J. E.: Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface, *Phys. Fluids*, 8, pp. 2182-2189, 1965.
- 3) Amsden, A. A. and Harlow, F. H.: The SMAC Method: A Numerical Technique for Calculating Incompressible Fluid Flows, LA-4370, 1970.
- 4) Sakai, T., Mizutani, T., Tanaka, H. and Tada, Y.: Vortex formation in plunging breaker, *Proc. 20th ICCE*, pp. 711-723, 1986.
- 5) 滝川 清, 山田文彦, 有元光久, 田淵幹修: 斜面上の碎波変形過程の内部特性とその数値解析, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 61-65, 1991.
- 6) 川崎浩司, 大谷知樹, 中辻啓二: 固気液多相共存場に対する統一数値解法の構築と複雑水理現象への応用, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 1026-1030, 2001.
- 7) 牛島 省, 竹村雅樹, 山田修三, 瀬津家久: 非圧縮性流体解析に基づく粒子—流体混合系の計算法(MICS)の提案, 土木学会論文集, No. 740/II-64, pp. 121-130, 2003.
- 8) 磯部雅彦, 高橋重雄, 余 錫平, 榊山 勉, 藤間功司, 蔣 勤, 秋山 実, 大山洋志: 数値波動水路耐波設計への適用に関する研究 -VOF法基本プログラムの作成-, 海洋開発論文集, 第15巻, pp. 321-326, 1999.
- 9) Hirt, C. W. and Nichols, B. D.: Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, *J. Comput. Phys.*, Vol. 39, pp. 201-225, 1981.

- 10) Yabe, T. and Aoki, T.: A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation, *Comput. Phys. Commun.*, Vol. 66, pp. 219-232, 1991.
- 11) Osher, S. and Sethian, J. A.: Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations, *J. Comp. Phys.*, 79, pp. 12-49, 1988.
- 12) 陸田秀実, 河合ひろみ, 安田孝志: Dynamic-LES 乱流モデルを用いた碎波後の連行気泡と乱流特性に関する数値解析, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 171-175, 2000.
- 13) Yabe, T. and Wang, P.: Unified Numerical Procedure for Compressible and Incompressible Fluid, *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 60, No.7, pp. 2105-2108, 1991.
- 14) 桜庭雅明, 弘崎 聡, 檜山和男: CIVA/Level Set 法による越波・遡上の数値解析, 海岸工学論文集, 第 51 巻, pp. 36-40, 2004.
- 15) 渡部靖憲, 猿渡亜由未: ジェットの着水過程における局所自由水面及び渦のダイナミクス, 海岸工学論文集, 第 53 巻, pp.71-75, 2006.
- 16) 牛島 省, 瀬津家久, 山上路生, 坂根由季子: 局所 5 次スプライン内挿法 (QSI 法) を利用したコロケート格子による流体解析手法, 土木学会論文集, No. 691/II-57, pp. 73-83, 2001.
- 17) Cundall, P. A. and Strack, O. D. L.: A discrete numerical model for granular assemblies, *Géotechnique*, Vol. 29, No. 1, pp. 47-65, 1979.
- 18) Hirt, C. W., Cook, J. L. and Butler, T. D.: Lagrangian Method for Calculating the Dynamics of an Incompressible Fluid with Free Surface, *J. Comput. Phys.*, Vol. 5, pp. 103-124, 1970.
- 19) Batina, J. T.: A Gridless Euler/Navier-Stokes Solution Algorithm for Complex-Aircraft Applications, *AIAA Paper-93-0333*, 1993.
- 20) Gingold, R. A. and Monaghan, J. J.: Kernel Estimates as a Basis for General Particle Methods in hydrodynamics, *J. Comput. Phys.*, Vol. 46, pp. 429-453, 1982.
- 21) 越塚誠一: 粒子法, 丸善, p144, 2005.
- 22) Monaghan, J. J.: An Introduction to SPH, *Comput. Phys. Commun.*, 48, pp. 89-96, 1988.
- 23) Benz, W.: Smoothed Particle Hydrodynamics: a Review, *The Numerical Modeling of Nonlinear Stellar Pulsations -Problems and Prospects-*, pp. 269-288, (Kluwer Academic Publishers, 1990).
- 24) Cummins, S. J. and Rudman, M.: An SPH projection method, *J. Comp. Phys.*, 152, pp. 584-607, 1999.
- 25) Shao, S. and Lo, E. Y. M.: Incompressible SPH Method for Simulating Newtonian and non-Newtonian Flows with a Free Surface, *Advances in Water Resources*, 26, 787-800, 2003.
- 26) Hirt, C. W., Amsden, A. A. and Cook, J. L.: An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for All Flow Speeds, *J. Comput. Phys.*, Vol. 14, pp. 227-253, 1974.
- 27) 田中聖三, 檜山和男: 界面追跡法による自由表面流れ解析のためのメッシュ再構築手法,

- 応用力学論文集, 7, pp. 313-321, 2004.
- 28) 灘岡和夫, 二瓶泰雄, 八木 宏: 新しい固相モデルに基づく固体 - 流体混相乱流 LES モデルの開発, 土木学会論文集, No. 533/II-34, pp. 61-73, 1996.
- 29) 二瓶泰雄, 灘岡和夫: GAL モデルに基づく移動境界流れ解析法の構築とその応用, 土木学会論文集, No. 642/II-50, pp. 19-30, 2000.
- 30) Yoon, H. Y., Koshizuka, S. and Oka, Y.: A Particle-Gridless Hybrid Method of Incompressible Flows, *Int. J. Numer. Methods in Fluids*, Vol. 30, pp. 407-424, 1999.
- 31) Gotoh, H., Shibahara, T. and Sakai, T.: Sub-Particle-Scale Turbulence Model for the MPS Method -Lagrangian Flow Model for Hydraulic Engineering-, *Comput. Fluid Dyn. J.*, Vol. 9, No. 4, pp. 339-347, 2001.
- 32) Gotoh, H., Shao, S. and Memita, T.: SPH-LES Model for Numerical Investigation of Wave Interaction with Partially Immersed Breakwater, *Coastal Eng. J.*, Vol. 46, No. 1, pp. 39-63, 2004.
- 33) 数値流体力学編集委員会編: 数値流体力学シリーズ 3 乱流解析, 東京大学出版会, 1995.
- 34) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W.: A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, *Phys. Fluids*, A3, pp. 1760-1765, 1991.
- 35) 後藤仁志: 数値流砂水理学, 森北出版, p223, 2004.
- 36) 後藤仁志, 林 稔, 酒井哲郎: 固液二相流型粒子法による大規模土砂崩壊に伴う水面波の発生過程の数値解析, 土木学会論文集, No. 719/II-61, pp. 31-45, 2002.
- 37) 後藤仁志, 林 稔, 安藤 怜, 鷺見 崇, 酒井哲郎: 砂礫混合層を伴う混相流解析のための DEM-MPS 法マルチスケールリンクの開発, 海岸工学論文集, 第 50 巻, pp. 26-30, 2003.
- 38) 坂井 守, 坂井宏隆, 前田健一: 固・液・気三相相互作用を考慮した Smoothed Particle Hydrodynamics 法による地盤の浸透破壊解析, 第 40 回地盤工学研究発表会, pp. 945-946, 2005.
- 39) 米山 望, 井上素行: 三次元数値解析による揚水発電所貯水池内水温・濁質挙動の予測手法, 土木学会論文集, No. 684/II-56, pp. 127-140, 2001.
- 40) 重松孝昌, 廣瀬真由, 錦織陽一, 小田一紀: DEM 法と VOF 法を併用した差次元固液混相流解析モデルの開発とその適用例, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 6-10, 2001.
- 41) 谷本勝利, Phung Dang Hieu, 曹 雪飛, 赤川嘉幸, 齋藤将人: 二相流モデルによる数値波動水路の開発, 海岸工学論文集, 第 51 巻, pp. 26-30, 2004.
- 42) Koshizuka, S., Nobe, A. and Oka, Y.: Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 26, pp. 751-769, 1988.
- 43) 後藤仁志, 酒井哲郎, 林 稔: 粒子法による流木群の堰止め過程の Lagrange 解析, 水工学論文集, 第 45 巻, pp. 919-924, 2001.

- 44) 後藤仁志, 酒井哲郎, 林 稔, 安藤 怜: 構造物下面への接岸浮遊物の潜込過程の Lagrange 型シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 816-820, 2001.
- 45) 後藤仁志, 林 稔, 安藤 怜, 酒井哲郎: 暗渠排水路の氾濫過程の Lagrange 解析, 水工学論文集, 第 46 巻, pp. 845-850, 2002.
- 46) Shibata, K., Koshizuka, S., Oka, Y. and Tanizawa, K.: A Three-dimensional Numerical Analysis Code for Shipping Water on Deck Using a Particle Method, *Proc. 2004 ASME Heat Transfer/Fluid Engineering Summer Conf.*, Charlotte, July 11-15, 2004, HT-FED04-56477.
- 47) 陸田秀実, 土井康明: SPH 法による碎波と沿岸構造物の相互作用に関する数値解析, 第 19 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, A8-2, CD-ROM, 2005.
- 48) 陸田秀実, 土井康明: 碎波による衝撃圧の直接推定と構造物の動的解析, 土木学会論文集 B, Vol. 62, No.3, pp. 224-237, 2006.
- 49) 陸田秀実, 清水研一, 土井康明, 福田和宏: CIP-EDEM 法による自由液面と弾性体運動連成解析, 海岸工学論文集, 第 51 巻, pp. 41-45, 2004.
- 50) 水谷法美, Ataur Md. Rahman, 許 東秀, 島袋洋行: VOF 法による潜水浮体の波浪動揺と波変形に関する有限変位解析手法の開発, 海岸工学論文集, 第 51 巻, pp. 701-705, 2004.
- 51) 合田良実: 防波堤の設計波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, 12-3, pp. 31-69, 1973.
- 52) 有川太郎, 磯部雅彦, 高橋重雄: VOF 法を用いた衝撃碎波圧の計算と適用性, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 831-835, 2001.
- 53) 末吉 誠, 内藤 林: MPS 法による流体解析における圧力の数値振動を抑制する手法について, 移動境界および界面の流れ解析研究集会報告書, pp. 76-87, 2004.
- 54) 日比茂幸, 藪下和樹: MPS 法の不自然な圧力振動の抑制に関する研究, 関西造船協会論文集, 241, pp. 125-131, 2004.
- 55) 長田信寿, 細田 尚, 中藤達昭, 村本嘉雄: 円柱周りの流れと局所洗掘現象の 3 次元数値解析, 水工学論文集, 第 45 巻, pp. 427-432, 2001.
- 56) 後藤仁志, 酒井哲郎, 林 稔, 織田晃治, 五十里洋行: 遡上津波の戻り流れによる護岸法先洗掘のグリッドレス解析, 海岸工学論文集, 第 49 巻, pp. 46-50, 2002.
- 57) 後藤仁志, 林 稔, 織田晃治, 酒井哲郎: 越流水による河川堤防侵食過程のグリッドレス解析, 水工学論文集, 第 46 巻, pp. 439-444, 2002.

---

## 第 3 章

### *MPS* 法による流体解析





### 3.1 概説

前章で記述したように，本研究では流体の解析手法として MPS 法<sup>1),2)</sup>を用いる．本章では，MPS 法の概略を示すとともに，本研究で用いたコードにおけるモデル定数の決定および境界条件の設定に関して，単純な境界条件下での計算を通じて言及する．

### 3.2 標準型 MPS 法<sup>1),2)</sup>

運動方程式は，Navier-Stokes 式

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2\mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (3.1)$$

である．ここに， $\mathbf{u}$ ：流速ベクトル， $p$ ：圧力， $\rho$ ：流体の密度， $\mathbf{g}$ ：重力加速度ベクトル， $\nu$ ：動粘性係数である．MPS 法では，計算領域に多数の粒子（計算点）を配置し，個々の粒子の周囲に設定した影響域内での粒子間相互作用として基礎式の各項がモデル化される．非圧縮条件は，粒子数密度を一定値  $n_0$  に保つことにより満足される．

粒子  $i$  の圧力項および粘性項は，

$$-\frac{1}{\rho}\langle\nabla\phi\rangle_i = -\frac{1}{\rho}\frac{D_0}{n_0}\sum_{j\neq i}\left\{\frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_{ij}|^2}(\mathbf{r}_{ij}) \cdot \mathbf{w}(|\mathbf{r}_{ij}|)\right\} \quad (3.2)$$

$$\nu\langle\nabla^2\phi\rangle_i = \frac{2\nu D_0}{n_0\lambda}\sum_{j\neq i}(\phi_j - \phi_i)\mathbf{w}(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (3.3)$$

$$\lambda = \sum_{j\neq i}w(|\mathbf{r}_{ij}|)|\mathbf{r}_{ij}|^2 / \sum_{j\neq i}w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (3.4)$$

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i \quad (3.5)$$

と記述される勾配モデル（gradient）および拡散モデル（Laplacian）を用いて離散化される（ $D_0$ ：次元数， $\mathbf{r}_i$ ：粒子  $i$  の位置ベクトル， $\lambda$ ：モデル定数）．図-3.1 に勾配モデルおよび拡散モデルの概念図を示す．移流項は，粒子移動の追跡を通じて計算され，移流項の差分化に起因する数値拡散の問題を回避できる．

粒子間相互作用の及ぶ範囲（2 次元では影響円，3 次元では影響球）は，重み関数

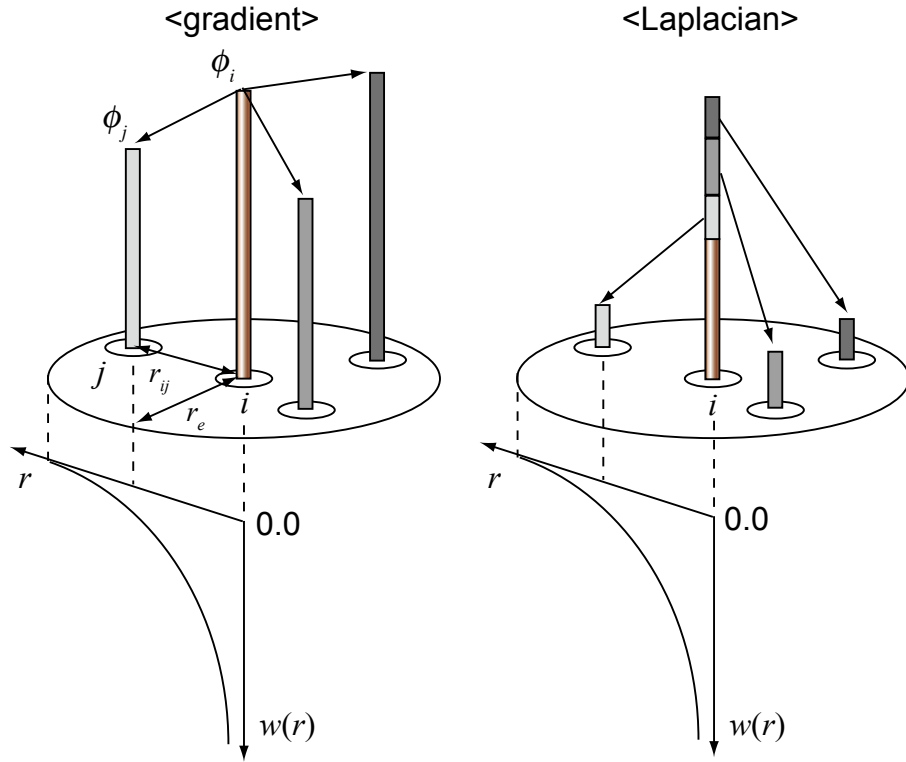


図-3.1 勾配モデル（左），拡散モデル（右）

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad (3.6)$$

により規定される（ $r_e$ ：影響半径）．影響半径は粒子径の定数倍で定義される．影響半径の設定に関しては，3.4 節で後述する．また，粒子数密度は重み関数を用いて，

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (3.7)$$

と定義される．

時間積分過程には SMAC 法と同様の半陰的アルゴリズムが適用される．図-3.2 に計算フローを示す．第一段階では粘性項と重力項を与えて粒子の移動を陽的に計算し，各粒子の仮の位置，速度および粒子数密度が求められる．第 1 段階の計算によって生じる粒子移動の結果粒子数密度は一定ではなくなる．MPS 法では，流体の密度は粒子数密度に比例するため，連続式を満足するには粒子数密度を一定値  $n_0$  に保つことが必要となる．そこで，第二段階における圧力項の計算時に，粒子数密度を変数として記述された連続式

$$\frac{1}{n_0} \frac{Dn}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.8)$$

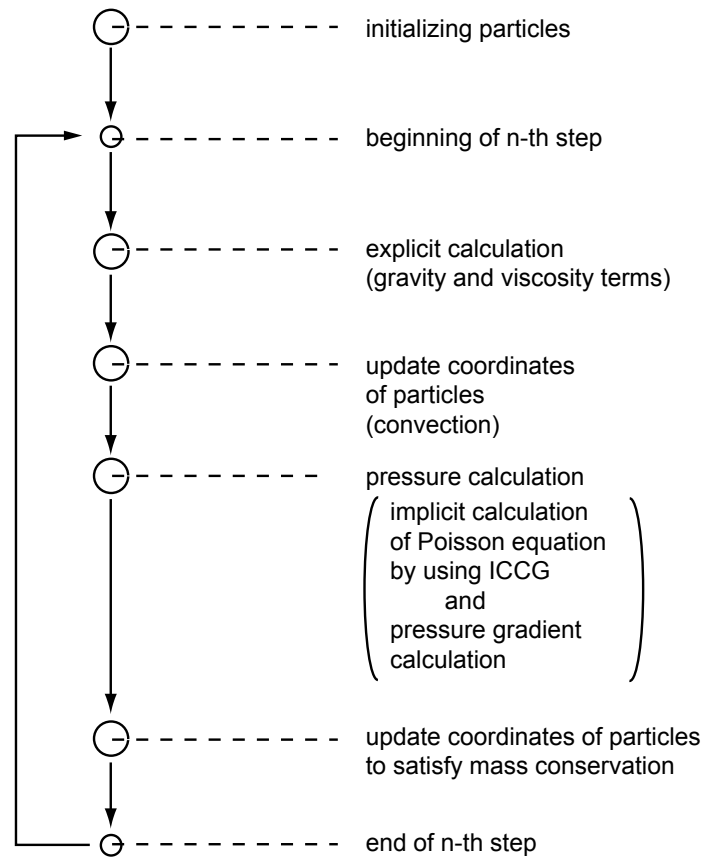


図-3.2 計算フロー

(ここに,  $n_0$ : 基準粒子数密度) を用いて導出された圧力に関する Poisson 方程式

$$\nabla^2 p = \frac{\rho}{(\Delta t)^2} \frac{n^* - n_0}{n_0} \quad (3.9)$$

を陰的に解き, 各粒子の位置, 速度の修正を行って粒子数密度を一定に保持する. ここに,  $\Delta t$ : 計算時間間隔,  $n^*$ : 仮の粒子数密度である.

### 3.3 非均一粒子径モデル

非均一粒子径モデルは, 基準粒子径よりも小さな粒子の扱いを可能とし, 局所的に空間解像度を高くするために開発された<sup>3)</sup>. しかし実際には, 粒子は時々刻々と移動するので, 差分法と同様に常に一定の場所に小さい粒子を配置して解像度を高めるという使い方は困難である. 非均一粒子径モデルはむしろ別の目的で活用されている. 例えば, 曲線状の壁を利用する際に壁面近傍での粒子数密度の調節を壁粒子の大きさを変更することによって行う場合や<sup>4)</sup>, MPS-

MAFL 法<sup>5)</sup>のように局所オイラー型の計算点として粒子を導入する場合である。本研究では、5.2 節、5.3 節、6.2 節で後述する計算例において非均一粒子径モデルを適用しているが、やはり粒子径の異なる粒子は固定壁粒子か剛体構成粒子（移動粒子）である。詳細は後述するが、本節ではこれらの節に共通する非均一粒子径モデルの概略を説明する。

非均一粒子径モデルも、基本的なアルゴリズムは前説で記述した標準型 MPS 法と同様である。異なる点は、粒子間相互作用の発生する影響範囲は粒子径の定数倍であるので粒子径ごとに異なることになり、重み関数は

$$w(r, r_{ei}) = \begin{cases} \frac{r_{ei}}{r} - 1 & \text{for } r \leq r_{ei} \\ 0 & \text{for } r > r_{ei} \end{cases} \quad (3.10)$$

のように記述される。これを用いて、粒子数密度は、

$$n_i = \sum_{j \neq i} \left[ \frac{V_j w(|\mathbf{r}_{ij}|, r_{ei}) + V_i w(|\mathbf{r}_{ij}|, r_{ej})}{2V_i} \right] \quad (3.11)$$

となる。ここで、 $V_i$  は粒子  $i$  の体積であり、以下のように定義される。

$$V_i = (d_i)^{D_0} \quad (3.12)$$

また、勾配モデルおよび拡散モデルは以下のように変更される。

$$-\frac{1}{\rho} \langle \nabla p \rangle_i = -\frac{1}{\rho} \frac{D_0}{V_i n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} (\mathbf{r}_{ij}) V_j \cdot w(|\mathbf{r}_{ij}|, r_{ei}) \right\} \quad (3.13)$$

$$v \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2\nu D_0}{V_i \Lambda_i} \sum_{j \neq i} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) \frac{V_j w(|\mathbf{r}_{ij}|, r_{ei}) + V_i w(|\mathbf{r}_{ij}|, r_{ej})}{2} \quad (3.14)$$

$$\Lambda_i = \sum_{j \neq i} \left[ |\mathbf{r}_{ij}|^2 \frac{V_j w(|\mathbf{r}_{ij}|, r_{ei}) + V_i w(|\mathbf{r}_{ij}|, r_{ej})}{2V_i} \right] \quad (3.15)$$

### 3.4 影響範囲の設定

3.2 節で説明したように、支配方程式は粒子間相互作用の形で離散化され、粒子間相互作用の及ぶ影響範囲は粒子径の定数倍を半径とした円(3次元ならば球)内に限られる。言うまでもなく、この範囲を広く取れば取るほど影響範囲に含まれる粒子数は増加するので、粒子間相互作用の

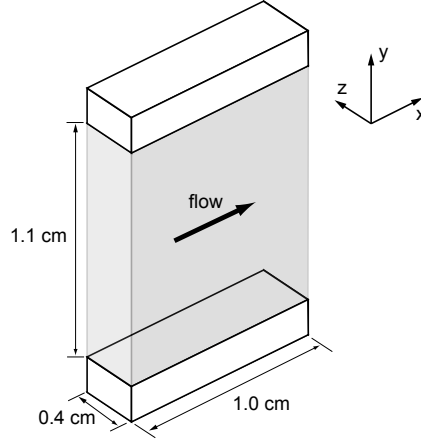


図-3.3 計算領域

計算に要する演算量は増大する。したがって、流体の運動を正しく記述できる範囲で、できるだけ影響範囲を小さく制限することが計算時間の短縮を図る上で非常に重要となる。本節では、解析解の得られる平行平板間の Poiseuille 流れを対象にシミュレーションを実施し、シミュレーションによって計測された流速を解析解と比較して、本コードにおける適切な影響範囲を設定する。

図-3.3 に境界条件を示す。平板間の距離は 1.1 cm,  $x$  方向および  $z$  方向は周期境界条件とする。粒子径は  $d=0.05$  (cm), 粒子数は 4640 個である。流速の観測点は壁表面から  $y$  方向に粒子径と同じ間隔で 21 点設置した。運動方程式を以下に示す。

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F} \quad (3.16)$$

$\mathbf{F}$  は強制外力項であり, Reynolds 数が 100 になるように  $F_x=9.016(\text{m/s}^2)$  とした。  $y$  方向および  $z$  方向には力を与えない ( $F_y=0.0$ ,  $F_z=0.0$ )。この式から得られる解析解は,

$$u_t(y) = \frac{F_x}{2\nu} (a^2 - y^2) \quad (3.17)$$

となる（ここに,  $a$  : 平板間の中心から壁までの距離）。シミュレーションによる計測値  $u_c$  と解析解  $u_t$  との誤差  $\alpha$  は以下のように定義する ( $N_{op}$  : 観測点数 (=21))。

$$\alpha = \frac{\sum_{k=1}^{N_{op}} |u_{ck} - u_{tk}|}{\sum_{k=1}^{N_{op}} u_{tk}} \quad (3.18)$$

影響範囲を,  $r_e=1.5d$ ,  $2.0d$ ,  $2.5d$ ,  $3.0d$ ,  $3.5d$  と 5 段階変化させ, 解析解との誤差を影響範囲別に比較した。

図-3.4 に流速の計測値を解析解と比較して示す。中央部に注目すると,  $r_e=3.0d$  以下では解析

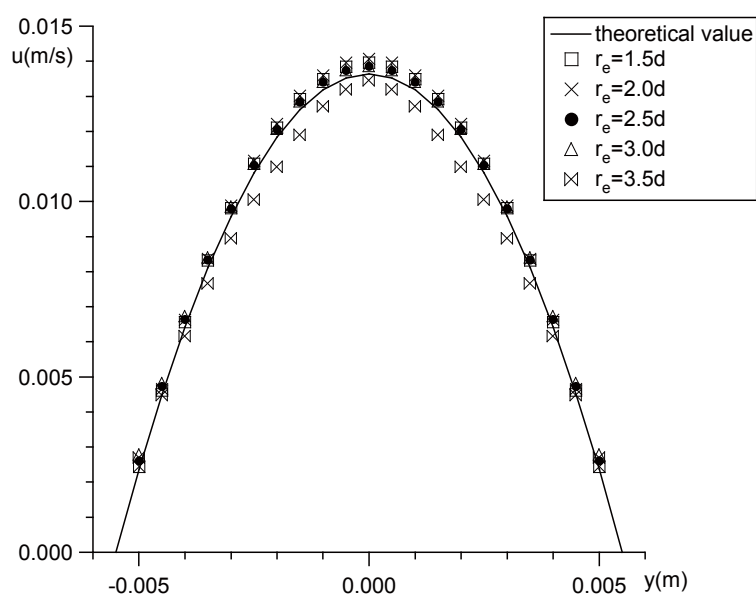


図-3.4 平行平板間 Poiseuille 流れの流速

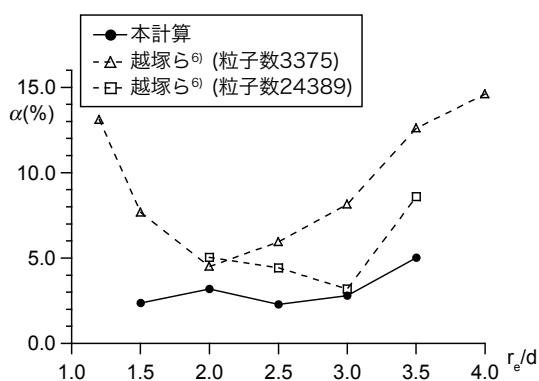


図-3.5 解析解との流速の誤差

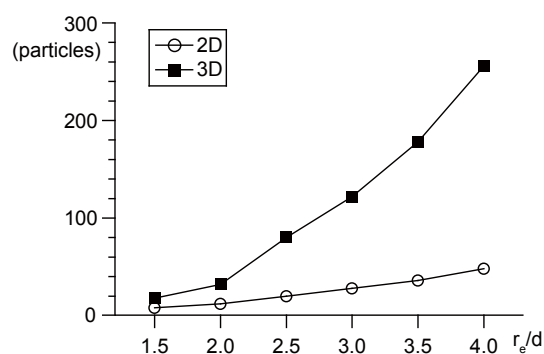


図-3.6 近傍粒子数

解を上回る値を示すが、 $r_e$  の増加に伴い徐々に解析解に近づき、 $r_e=3.5d$  では解析解を下回る値となる。一方、壁付近では、 $r_e=1.5d$  で最も解析解に近く、 $r_e$  が増加するにしたがって解析解との誤差が増大する。図-3.5 に影響範囲別の誤差を示す。図中には、越塚ら<sup>6)</sup> による計算結果も併示した。越塚らは、熱伝導の式を対象にランダム配置した計算点（粒子）を用いて、 $r_e$  の最適値を求めている。図-3.4 を見てもわかるようにどのケースにおいても解析解と大きく異なることはないが、 $r_e=2.5d$  で誤差が最小となり、越塚らの計算結果も、粒子数によるが  $r_e/d=2.0\sim 3.0$  で誤差最小となることから、以下では  $r_e=2.5d$  を採用する。2次元計算では Koshizuka ら<sup>1)</sup> が  $r_e=4.0d$  を推奨しているが、3次元計算においても同様に  $r_e=4.0d$  を採用すると、影響範囲内に含まれる粒子数は格子状規則配列時で 256 個となる（図-3.6 参照）。しかし、3次元計算においては  $r_e=2.5d$  で十分であることが示されたので、影響範囲内に含まれる粒子数は 80 個程度となり、演算量の抑制が可能となる。

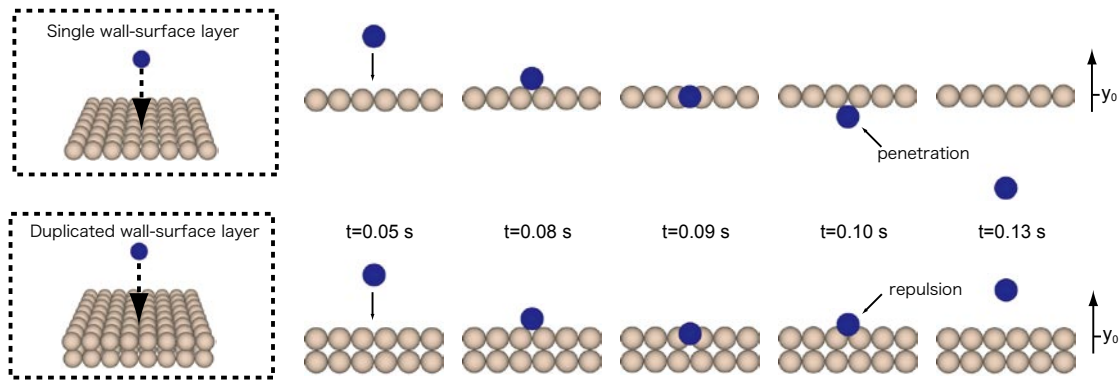


図-3.7 落下水滴の固定壁との衝突

### 3.5 固定壁境界条件の改良

粒子法においては、流体の運動方程式の各項（圧力勾配項、粘性項等）が粒子間の距離を指標として離散化されているので、2次元モデルから3次元モデルへの拡張が原理的には容易である。ただし、現実に3次元シミュレーションが実行されるには、2次元場と3次元場の粒子数密度の相違に起因する技術的問題、すなわち『固定壁のdry-wet境界に発生する漏水』への対応が不可欠である。粒子法による非圧縮性流体計算では、粒子数密度が常に一定に保たれるように圧力値が制御されている。したがって、流体粒子が固定壁に接近すると、数密度が上昇して固定壁粒子の圧力が増加し、流体粒子が押し返される。この制御は2次元を基準に考案されたものであり、固定壁粒子の空隙率が大きい3次元配列で、液相の粒子数密度が比較的小さい遡上域の先端部（dry-wet境界）では、固定壁から液相への反発力が発現せず、流体粒子が固定壁を貫通する現象が生じる。

この問題とその解決法を端的に示すため、3次元場における落下水滴（液相計算粒子1個）の固定壁との衝突過程の計算結果を図-3.6に示す。図中には、従来の固定壁境界（1層型）と2層型の固定壁境界の結果が示されている。図中に示した壁粒子は圧力計算の対象となる表層粒子のみであり、背後のダミー粒子は表示していない。粒子径は $d=1.0\text{cm}$ 、水滴の密度は $1.0\text{ g/cm}^3$ であり、固定壁中心から高さ $4d$ の地点からの自由落下を対象とした。従来の1層型固定壁では、水滴の貫通が生じているが、改良された2層型固定壁は、水滴を跳ね返した。

図-3.7は、自由落下した水滴の固定壁との衝突過程における固定壁表層粒子の粒子数密度および圧力の時系列を示している。上図は落下水滴の高さ $y$ を、中図は固定壁表層粒子の粒子数密度 $n$ を、下図は固定壁表層粒子の圧力 $p$ を示している。図中の $y_0$ は固定壁表層粒子の中心の高さである。 $n/n_0=0.97$ は自由水面判定条件<sup>1)</sup>に相当し、 $n/n_0<0.97$ の範囲では固定壁は水滴に力を及ぼさず、 $0.97<n/n_0<1.0$ の範囲では固定壁への吸引力が作用し、 $1.0<n/n_0$



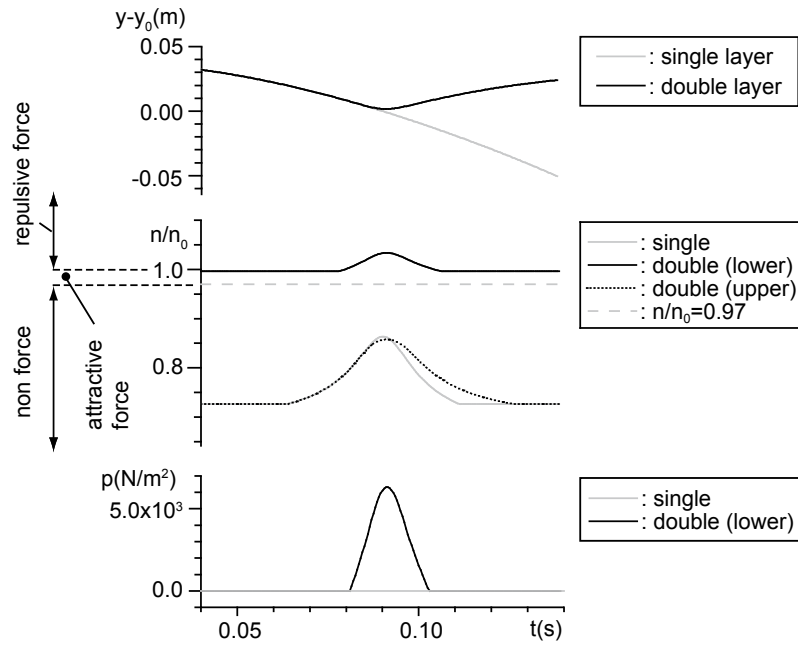


図-3.8 衝突過程における粒子数密度と圧力

では固定壁からの反発力が作用する．水滴の落下に伴って生じる固定壁表層粒子の粒子数密度の増加は 1 層型固定壁と 2 層型の固定壁の第 1 層粒子においては  $n/n_0 < 0.97$  の範囲に留まり，水滴への反発力は発現しない．一方，2 層型の固定壁の第 2 層粒子においては粒子数密度が  $1.0 < n/n_0$  の範囲に入り，圧力が急増して水滴を反発させていることが理解できる．なお，この問題は水粒子が少ない dry-wet 境界に限定された問題であり，水粒子数が多くなると水粒子と接する固定壁の第 1 層粒子において常に  $1.0 < n/n_0$  の条件を満足するようになり，従来の 1 層型固定壁でも漏水は生じない．

### 3.6 結 語

本章では，MPS 法について均一粒子径モデルおよび非均一粒子径モデルについて概略を述べ，3 次元計算において相互作用計算に用いる影響範囲の最適値を平行平板間の Poiseuille 流れの計算を通じて決定した．また，3 次元計算の実施の際に問題となる漏水問題についての解決法を示した．本章で得られた主要な成果を以下に要約する．

- [1] 3 次元平行平板間の Poiseuille 流れの計算によって Laplacian モデルにおける影響範囲を検討した結果，影響半径  $r_c = 2.5d$  の際に誤差が最小となった．計算時間短縮の観点から，相互作用計算に必要とされる影響範囲に含まれる粒子をできるだけ少なくすべきである

ので、 $r_e=2.5d$  を 3 次元計算の際の影響範囲として採用した。これにより、2 次元モデルで推奨されている  $r_e=4.0d$  を 3 次元計算にも適用した場合と比べて、相互作用計算の対象となる粒子数を大幅に削減することが可能となった。

- [2] 3次元計算においても2次元計算と同様に、固定壁粒子の表面一層だけ圧力を計算すると、孤立した水粒子が着床した際に水粒子が壁を貫通することがあり得る。2層目の壁粒子の圧力を計算すれば、十分な斥力が生じ、水粒子が壁を貫通することなく、漏水を防止することが可能である。

## 参考文献

- 1) Koshizuka, S. and Oka, Y.: Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp. 421-434, 1996.
- 2) 越塚誠一：粒子法，丸善，p144，2005.
- 3) 池田博和，越塚誠一，岡 芳明：粒子法において局所的に空間分解能を調節するための非均一粒子モデルの開発，第9回計算流体シンポジウム講演論文集，pp. 461-462，1998.
- 4) 林 稔，後藤仁志，酒井哲郎：固定壁粒子配列に起因する数密度不均質性の改善，計算工学講演会論文集，Vol. 6，pp. 505-508，2001.
- 5) Yoon, H. Y., Koshizuka, S. and oka, Y.: A Particle-Gridless Hybrid Method of Incompressible Flows, *Int. J. Numer. Methods in Fluids*, Vol. 30, pp. 407-424, 1999.
- 6) 越塚誠一，池田博和，劉 杰，岡 芳明：シビアアクシデントの伝熱流動現象における素過程に関する研究 - 粒子法を用いた蒸気爆発素過程の数値シミュレーション -，JAERI-Tech 2002-013，2002.

## 記号表

本章で用いた記号を以下に列挙する。

- |     |                     |
|-----|---------------------|
| $a$ | = 平行平板間の中心から壁面までの距離 |
| $d$ | = 粒子径               |

$D_0$	= 次元数
$\mathbf{F}=(F_x, F_y, F_z)$	= 強制外力
$\mathbf{g}$	= 重力加速度ベクトル
$n$	= 粒子数密度
$n_0$	= 基準粒子数密度
$n^*$	= 仮の粒子数密度
$N_{op}$	= 流速の観測点数
$p$	= 圧力
$r$	= 粒子間距離
$r_e$	= 影響半径
$r_{ei}$	= 粒子 $i$ の影響半径
$\mathbf{r}$	= 位置ベクトル
$\mathbf{u}$	= 流速ベクトル
$u_c$	= 計算による流速の計測値
$u_t$	= 流速の解析解
$V$	= 粒子の体積
$w$	= 重み関数
$x, y, z$	= 主流方向の座標軸とそれに直交する鉛直方向および奥行き方向の座標軸
$y_0$	= 固定壁表層粒子の中心の高さ
$\alpha$	= 計算における流速の計測値と解析解との間の誤差
$\Delta t$	= 計算時間間隔
$\lambda$	= モデル定数
$\Lambda_i$	= 粒子 $i$ のモデル定数（非均一粒子径モデル）
$\nu$	= 動粘性係数
$\rho$	= 流体の密度

---

## 第 4 章

### MPS 法の並列化



## 4.1 概説

近年、計算機の開発が急速に進み、演算速度が向上し、データの記憶容量が増加したおかげで、100 万オーダーの計算点を扱う計算が可能となってきた。そのようなことから、特に多数の計算点を必要とする 3 次元計算の実施例が増加しており、断面 2 次元計算では必ずしも十分に説明できない 3 次元性の卓越する現象を対象とした計算が扱われつつある。MPS 法においても 1 台の PC で小規模な 3 次元計算が可能なレベルまで CPU の性能は高くなってきたが、3 次元では相互作用に要する計算点が 2 次元と比較して多いため、計算速度と計算容量の点でまだ現実的ではない。それ故に、コードの並列化を行い、複数の CPU を同時に使用する並列計算が必要不可欠である。

並列計算を実施することで、プロセッサの台数分だけ記憶容量は増加するが、プロセッサ間通信を要するので計算速度は同様に上昇するとは限らない。すなわち、2 台のプロセッサを使用するからといって計算速度が 2 倍になるわけではない。並列化効率はコード内で使用されているアルゴリズムに依存し、逐次処理の少ないアルゴリズムほど並列化効率は高くなる。MPS 法のアルゴリズムにおいて、並列化効率の点で最大のボトルネックと言えるのは圧力項の計算に用いる反復計算である。本節では、この点に注目し、MPS 法において最適な並列化方法を検討する。

## 4.2 データの分割方法

本研究で使用した計算環境を表-4.1 に示す。本研究では PC クラスタと呼ばれる分散記憶型並列計算機を使用して並列計算を行う。分散記憶型並列計算機を用いて並列計算を実施する場合は、あらかじめデータを各プロセッサ（本研究では、プロセッサ数 = CPU 数）に配分してデータの通信を適宜行いながら計算を進める。粒子法の場合は、粒子の座標や速度等を分配することになるが、データの分配方法としては以下の 2 種類が一般的である。1 つは、全粒子に通し番号を設定し、各プロセッサが常に同一の粒子群の計算を担当する粒子分割法（Particle Decomposition）であり、もう 1 つは、計算領域を適切に分割し、各時間ステップにおいて各々の領域に存在する粒子群の計算を各プロセッサが担当する領域分割法（Domain Decomposition）である。図-4.1 に両手法の概念を、表-4.2 に双方の利点および欠点を示す。粒子分割法の利点は、粒子の移動の偏りに関わらず、各プロセッサにかかる負荷を常に一定に保つことが可能な

表-4.1 計算環境

CPU	Pentium 4 2.8GHz ×28 3.2GHz ×20 (total : 48CPU)
RAM	2GB
Network	1000BaseT
OS	Linux
Compiler	Intel Fortran Compiler 6.0

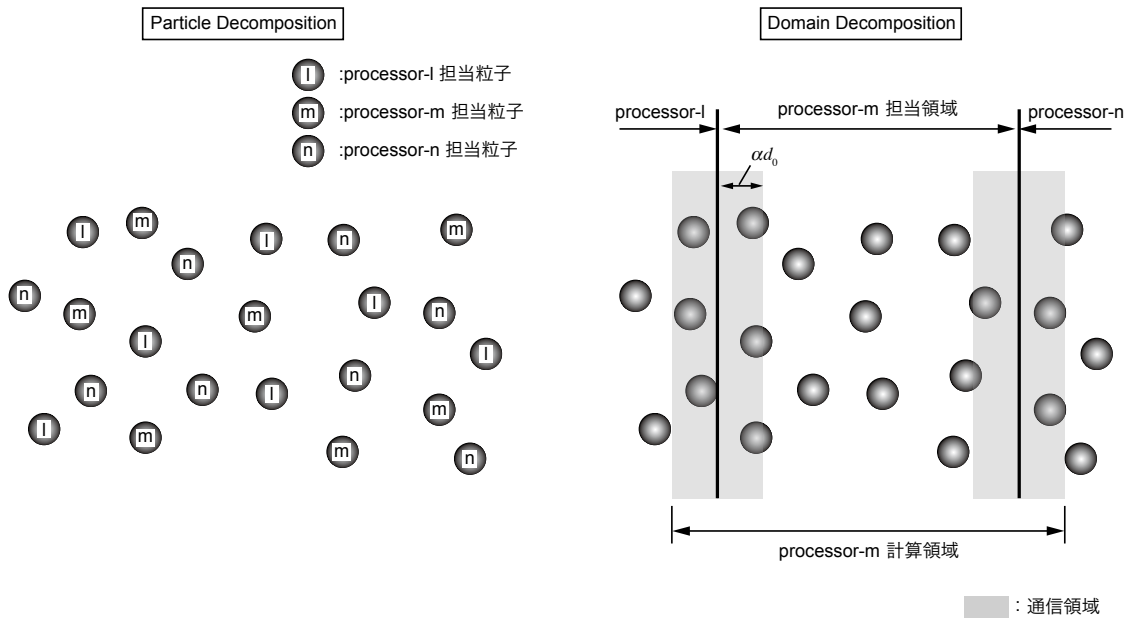


図-4.1 分割方法（左：粒子分割法，右：領域分割法）

表-4.2 分割方法別の特徴

	粒子分割法	領域分割法
ロードバランス	○: 常に一定	△: 時々刻々と変動
通信相手	△: 全プロセッサ	○: 隣接プロセッサのみ
データの保持	△: 全粒子	○: 一部の粒子

点にある．言い換えるとプロセッサ間のロードバランスが最適に設定できることとなる．逆に，粒子の運動によって相互作用計算の対象となる近傍粒子が時々刻々と変化するので，相互作用計算のためには各プロセッサともに全粒子の物理量データを記憶させる必要があり，粒子のデータ更新の度に各プロセッサが他の全てのプロセッサと通信して全粒子の情報を取得しなければ

表-4.3 主要なデータの必要とするメモリ

	Particle Dec.		Domain Dec.	
Position vector	$N_{total} \times D_0 \times \text{Double}$	9.6MB	$N_{local} \times D_0 \times \text{Double}$	1.9MB
Velocity vector	$N_{total} \times D_0 \times \text{Double}$	9.6MB	$N_{local} \times D_0 \times \text{Double}$	1.9MB
Temporal velocity	$N_{total} \times D_0 \times \text{Double}$	9.6MB	$N_{local} \times D_0 \times \text{Double}$	1.9MB
List of particles in cell	$N_{cell} \times N_{cell\_in} \times \text{Int}$	32MB	$N_{cell} \times N_{cell\_in} \times \text{Int}$	8MB
List of neighboring particles	$N_{total}/N_{CPU} \times N_{neigh} \times \text{Int}$	16MB	$N_{local} \times N_{neigh} \times \text{Int}$	26MB
Particle number density	$N_{total}/N_{CPU} \times \text{Double}$	0.4MB	$N_{local} \times \text{Double}$	0.6MB
Coefficient of matrix	$N_{total}/N_{CPU} \times N_{neigh} \times \text{Double}$	32MB	$N_{local} \times N_{neigh} \times \text{Double}$	51MB
Pressure	$N_{total} \times \text{Double}$	3.2MB	$N_{local} \times \text{Double}$	0.6MB
Flag (density and viscosity)	$N_{total} \times \text{Int}$	1.6MB	$N_{local} \times \text{Int}$	0.3MB
Flag (fluid or wall)	$N_{total} \times \text{Int}$	1.6MB	$N_{local} \times \text{Int}$	0.3MB
Flag (surface or not)	$N_{total} \times \text{Int}$	1.6MB	$N_{local} \times \text{Int}$	0.3MB
Particle diameter	$N_{total} \times \text{Double}$	3.2MB	$N_{local} \times \text{Double}$	0.6MB
Serial number of particles	$N_{total}/N_{CPU} \times \text{Int}$	0.2MB	$N_{local} \times \text{Int}$	0.3MB

$N_{total}$  : Total number of particles  
 $N_{CPU}$  : Number of CPU  
 $N_{local}$  : Number of particle in each processor( $=N_{total}/N_{CPU}+\alpha$ )  
 $N_{cell}$  : Number of cell for searching for neighboring particles  
 $N_{cell\_in}$  : Number of particles in cell  
 $N_{neigh}$  : Number of neighboring particles  
 $D_0$  : Dimension  
 Double : Double precision floating point number 8byte  
 Int : Integer 4byte

sample case...

$N_{total}=400,000$ ,  $N_{CPU}=8$ ,  $N_{local}=80,000$   
 $N_{cell}=200 \times 30 \times 50=300,000$   
 $N_{cell\_in}=27$ ,  $N_{neigh}=80$ ,  $D_0=3$

ならないという欠点を持つ。また、全粒子のデータを各プロセッサが記憶する必要があるため、扱える粒子総数は単一 CPU の計算で扱える粒子数と同等となり、計算時間の短縮には効果があるが、計算点数の増大には有効ではない。一方、領域分割法では、粒子の運動によって粒子配置に偏りが生じることでプロセッサ間のロードバランスは常に変動し、各プロセッサの担当粒子数の差によって並列化効率は低下する。ただし、プロセッサ間の境界から十分離れた内部領域に存在する粒子の近傍粒子はすべて同プロセッサの担当する粒子であるので、隣接するプロセッサの境界近傍に属する粒子の情報のみを送受信することで相互作用計算を行うことができる。すなわち、各プロセッサが独自に全粒子のデータを記憶する必要は無く、使用するプロセッサが多ければ多いほど扱える粒子数も多くなる。表-4.3 に MPS コードで必要とする主要なデータとそれに対応する各分割法におけるメモリサイズを示す。表内の数字は、計算の一例として、400,000 個の粒子を対象に 8CPU による並列計算を実施する場合のメモリサイズである。

図-4.2 に双方の手法における計算フローを示す。データ通信のタイミングは両手法で異なる。粒子分割法では、第 1 段階および第 2 段階の相互作用計算後に、得られた各粒子の速度の変位



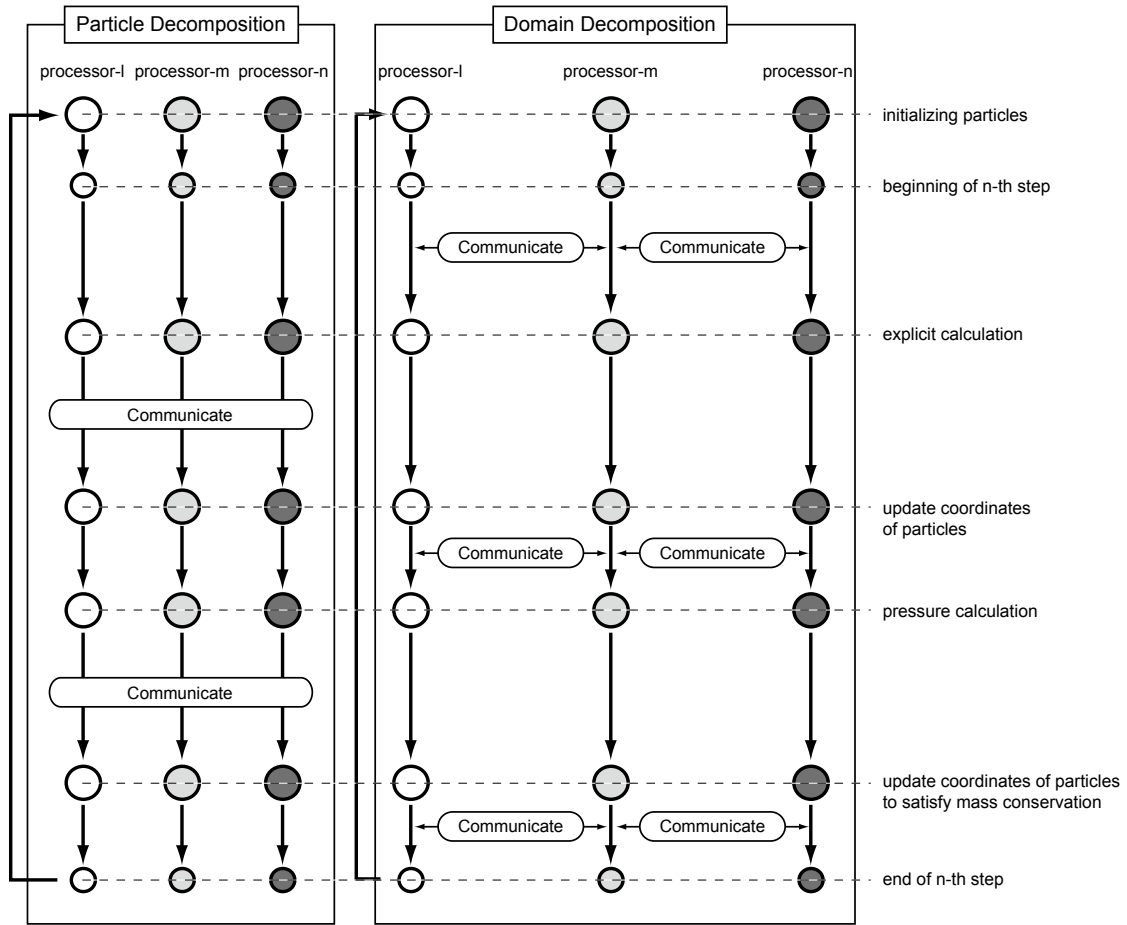


図-4.2 計算フロー（左：粒子分割法，右：領域分割法）

を全プロセッサへ通信し、各プロセッサで全粒子の速度および位置を更新する。領域分割法の場合は、図-4.1で示した通信領域に存在する粒子のデータの通信が相互作用計算の実施前に、粒子移動後のプロセッサ間境界を越えて移動した粒子のデータの通信が粒子位置の更新計算の実施後にそれぞれ発生する。いずれも隣接する領域を担当するプロセッサとの通信である。それ以外にも、圧力項の計算段階で通信が発生するが、それについては次節以降に記述する。

## 4.3 連立一次方程式の解法

### 4.3.1 ICCG 法

圧力の Poisson 方程式（(3.9) 式）の左辺に Laplacian モデル（(3.3) 式）を適用すると連立一次方程式

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_N \end{pmatrix} = \frac{2D_0}{n_0\lambda} \begin{pmatrix} -\sum_{j \neq 1} w(r_{1j}) & w(r_{12}) & \cdots & w(r_{1N}) \\ w(r_{21}) & -\sum_{j \neq 2} w(r_{2j}) & \cdots & w(r_{2N}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ w(r_{N1}) & w(r_{N2}) & \cdots & -\sum_{j \neq N} w(r_{Nj}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_N \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

$$b_i = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^* - n_0}{n_0} \quad (4.2)$$

が得られる．(4.1) 式の左辺の  $N \times N$  行列（以下，行列  $A$  とする）の各要素は，重みと係数の積であるので，粒子  $i$  と粒子  $j$  の組み合わせが近傍粒子の場合のみ非ゼロ要素となる．

MPS 法のオリジナルコードには，この連立一次方程式の解法として ICCG 法（Incomplete Cholesky decomposition Conjugate Gradient method; 不完全コレスキー分解付共役勾配法）<sup>1)</sup> が実装されている．ICCG 法のアルゴリズムでは，まず不完全コレスキー分解によって行列  $A$  を下三角行列  $L$  と上三角行列  $U$  の積に分解する．このとき，行列  $A$  でゼロだった要素にはそのままゼロを与える．また，行列  $A$  は対称行列であるので，行列  $L$  は行列  $U$  の転置行列である．すなわち，

$$A \cong {}^tUU \quad (4.3)$$

となる．この  $A$  の近似行列である  ${}^tUU$  を用いて共役勾配法を適用する．解くべき連立一次方程式を  $A\phi = \mathbf{b}$  とすると，アルゴリズムは以下ようになる（越塚<sup>2)</sup>）．

$$1) \quad \mathbf{r}_c^0 = \mathbf{b} - A\phi^0 \quad (4.4)$$

$$2) \quad \mathbf{w}_c^0 = ({}^tUU)^{-1} \mathbf{r}_c^0 \quad (4.5)$$

$$3) \quad \mathbf{p}_c^0 = \mathbf{w}_c^0 \quad (4.6)$$

$$4) \quad c_1 = (\mathbf{w}_c^0, \mathbf{r}_c^0) \quad (4.7)$$

$$5) \quad \mathbf{w}_c^k = A\mathbf{p}_c^k \quad (4.8)$$

$$6) \quad c_2 = (\mathbf{p}_c^k, \mathbf{w}_c^k) \quad (4.9)$$

$$7) \quad \alpha^k = c_1 / c_2 \quad (4.10)$$

$$8) \quad \phi^{k+1} = \phi^k + \alpha^k \mathbf{p}_c^k \quad (4.11)$$

$$9) \quad \mathbf{r}_c^{k+1} = \mathbf{r}_c^k - \alpha^k \mathbf{w}_c^k \quad (4.12)$$

$$10) \quad \mathbf{w}_c^{k+1} = ({}^tUU)^{-1} \mathbf{r}_c^{k+1} \quad (4.13)$$

$$11) \quad c_3 = (\mathbf{w}_c^{k+1}, \mathbf{r}_c^{k+1}) \quad (4.14)$$

$$12) \quad \beta^k = c_3 / c_1 \quad (4.15)$$

$$13) \quad c_1 = c_3 \quad (4.16)$$

$$14) \quad \mathbf{p}_c^{k+1} = \mathbf{w}_c^{k+1} + \beta^k \mathbf{p}_c^k \quad (4.17)$$

15) 5)に戻る.

このアルゴリズムで現れる (4.13) 式は前進消去・後退代入操作によって解かれる. すなわち,

$$\mathbf{w}_c = (\mathbf{U}^T \mathbf{U})^{-1} \mathbf{r}_c = \mathbf{U}^{-1} (\mathbf{U}^T)^{-1} \mathbf{r}_c \quad (4.18)$$

と変形し,

$$\boldsymbol{\xi} = (\mathbf{U}^T)^{-1} \mathbf{r}_c \quad (4.19)$$

$$\mathbf{w}_c = \mathbf{U}^{-1} \boldsymbol{\xi} \quad (4.20)$$

という手順で解く. (4.19) 式が前進消去操作に相当し, (4.20) 式が後退代入操作に相当する. 具体的には, 例えば前進消去の場合だと (4.19) 式を

$$\mathbf{r}_c = \mathbf{U} \boldsymbol{\xi} \quad (4.21)$$

と変形して,

$$\xi_i = \frac{1}{u_{ii}} \left( r_{ci} - \sum_{j < i} u_{ij} \xi_j \right) \quad (4.22)$$

から  $\mathbf{x}$  を求める (ここに,  $u_{ij}$ : 行列  $\mathbf{U}$  の要素).  $\xi_j$  には (4.22) 式の  $j (< i)$  番目の演算から得られた値が代入されるため, 行列の1行目から順番に (すなわち粒子番号順に) 逐次的に処理をせざるを得ず, 並列化が難しい. 後退代入も演算の順番が逆になるだけで, 同様に逐次的になる.

行列  $\mathbf{U}$  の要素  $u_{ij}$  が非ゼロとなるのは, 粒子  $i$  と粒子  $j$  が近傍粒子の場合である. 言い換えれば, 粒子  $i$  と粒子  $j$  が近傍粒子でない場合は, (4.22) 式の演算を独立して行うことが可能であるので, 並列処理が可能である. 例えば, red-black 法 (odd-even 法)<sup>2)</sup> を適用して並列処理を行う. 図-4.3 のセル  $(i, j)$  における物理量  $\zeta(i, j)$  に関する演算がその上下左右の  $\zeta(i, j+1)$ ,  $\zeta(i, j-1)$ ,  $\zeta(i-1, j)$ ,  $\zeta(i+1, j)$  のみを参照して行われる (いわゆる5点差分) としたとき,  $\zeta(i, j)$  に関する演算と  $\phi(i+1, j+1)$  に関する演算ではお互いを参照することはないので, このような位置関係にあるセル群を1つのグループとして括れば, 同一グループ内の計算を並列に処理できる. この場合では2種類のグループ (図-4.3 の白セルと灰色セル) に分けることで並列処理を実行できる. マルチカラーオーダーリングによって30色から100色の使用が有効であるとの報告もある<sup>3)</sup>. 粒子分割法を用いた粒子法では, 近傍粒子が多数に及び, かつ, 近傍粒子は粒子の移動に伴って更新されていくので, このようなグループ分けは不可能である. しかし, 領域分割法を用いれば, 以下に記すリナンバリング処理<sup>4)</sup>を施すことで, red-black 法に似た並列処理を行うことができる.

図-4.1 に示したように各プロセッサには境界近傍に通信領域が存在する. 通信領域の幅は,

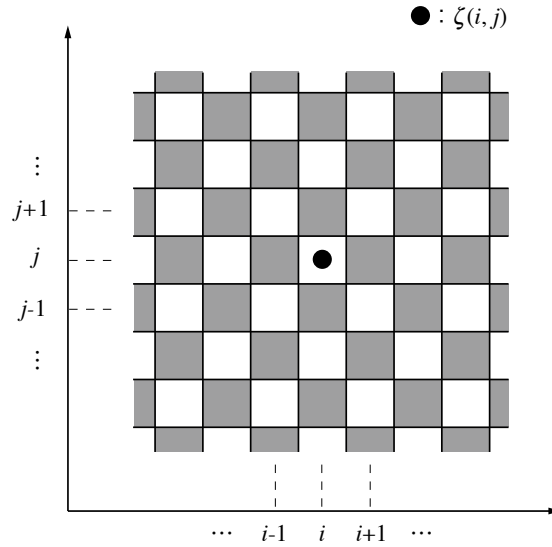


図-4.3 red-black 法 (odd-even 法)

粒子の影響半径に等しく設定されるので、どちらか片側の通信領域に存在する粒子を除外すれば、残りの粒子に関する演算は各プロセッサで並列に処理することが可能になる（ただし、プロセッサ間で除外する側は統一）。すなわち、領域によって2種類のグループに分けることで、並列処理を可能にする。そこで、各プロセッサの右側の通信領域内の粒子の粒子番号をその領域外に存在する粒子の番号より大きいものと付け替える。そうすることで、前進消去操作の場合は、(1) 各プロセッサで右側通信領域外に存在する粒子に関する演算を行い、(2) 左側通信領域内の粒子のデータを左側隣接プロセッサに送信し、(3) 受信したデータを基に右側通信領域内の粒子に関する演算を行う、という手順で並列処理がすべての段階で実行できる。後退代入の場合は、行列の下側から（粒子番号の大きい順に）演算を行うので、上記と逆の手順を踏めばよい。ICCG法のルーチンの中で前進消去・後退代入計算は1回ずつ行われるから、1ステップの計算で $2k$ 回（ $k$ :反復回数）の通信を行うことで並列処理が可能となる。また、不完全コレスキー分解時にも逐次処理が必要とされるが、あらかじめ行列 $A$ にリナンバリング処理を施しておくことで、2回の通信のみで並列処理が可能となる。すなわち、1ステップあたり $2(k+1)$ 回の通信が図-4.1で示した通信の他に必要とされる。図-4.4に行列 $A$ のリナンバリング処理の概念を示す。

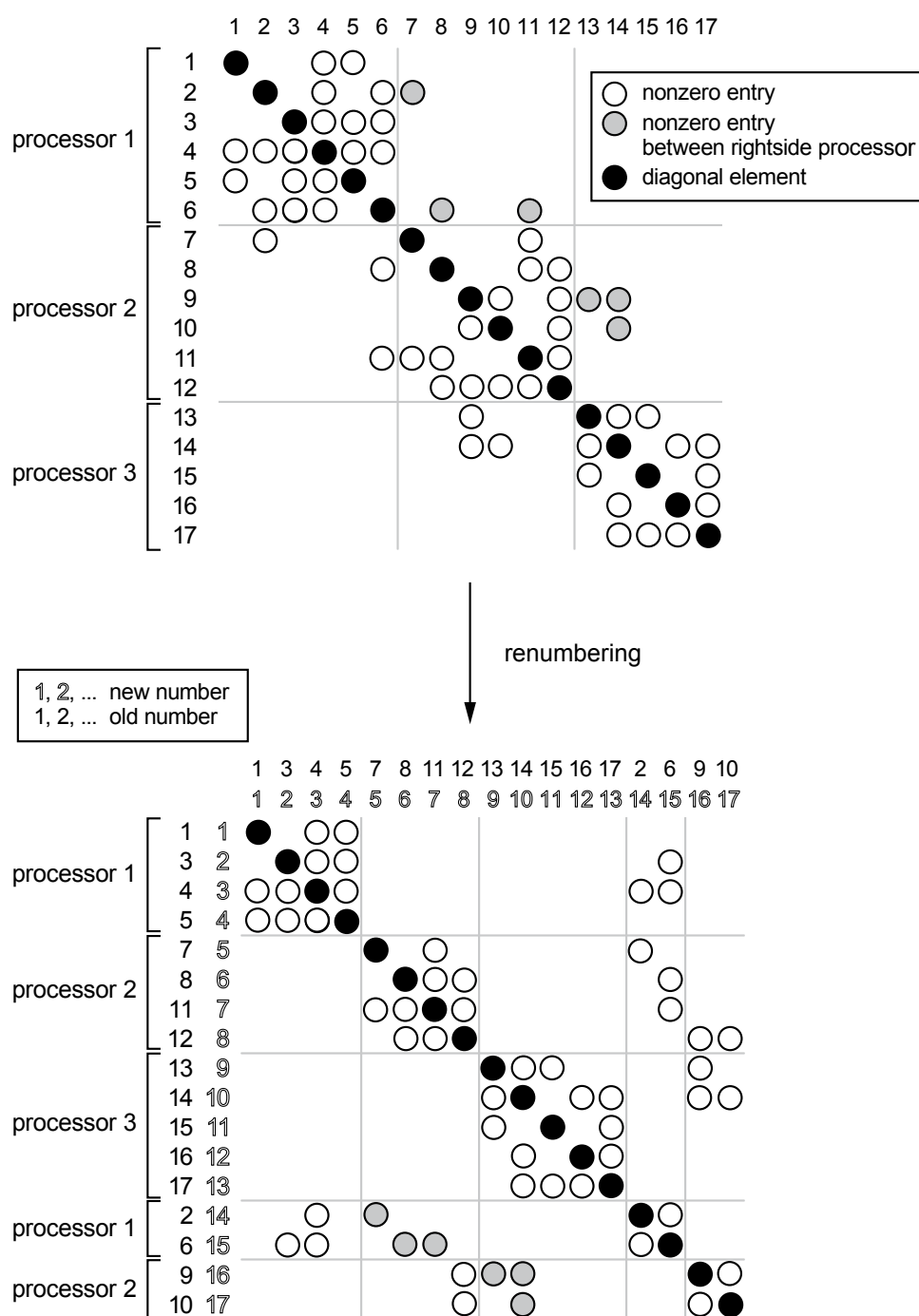


図-4.4 リナンバリング処理

### 4.3.2 SCG 法

SCG 法 (対角スケーリングつき共役勾配法)<sup>5)</sup> は ICCG 法よりも並列計算に適した解法である。対角スケーリングによる前処理は, 解くべき連立一次方程式  $A\phi=b$  の左側から変換行列  $P_s$  を乗じ,  $\phi=P_s\varphi$  において,

$$\tilde{A}\boldsymbol{\varphi} = \tilde{\boldsymbol{b}} \quad (4.23)$$

$$\tilde{A} = P_s A P_s \quad (4.24)$$

$$\tilde{\boldsymbol{b}} = P_s \boldsymbol{b} \quad (4.25)$$

とする．この変換された連立一次方程式（(4.23) 式）に共役勾配法を適用する<sup>6)</sup>．ここで，変換行列  $P_s$  には，

$$P_s = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{a_{11}} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & 1/\sqrt{a_{NN}} \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

を使用する．SCG 法では (4.5) 式と (4.13) 式の代わりに，

$$\boldsymbol{w}_c^0 = \boldsymbol{r}_c^0 \quad (4.27)$$

$$\boldsymbol{w}_c^{k+1} = \boldsymbol{r}_c^{k+1} \quad (4.28)$$

を用いるので，前進消去・後退代入を必要とする演算は現れず，完全な並列処理が可能になる（ただし，プロセッサ間通信は必要である）．

## 4.4 計算時間の比較

### 4.4.1 概説

本節では，本章で記述した分割方法と共役勾配法の前処理方法との組み合わせ別に計算時間の比較を行い，本コードにおいて適切な組み合わせを検討する．比較対象となる組み合わせは，1) 粒子分割法 +ICCG 法（以下，PD-ICCG），2) 粒子分割法 +SCG 法（以下，PD-SCG），3) 領域分割法 +ICCG 法（以下，DD-ICCG），4) 領域分割法 +SCG 法（以下，DD-SCG）の 4 種類である．この 4 種類の中で，PD-ICCG だけは前節で述べた理由から，圧力項計算において並列処理がされない．この 4 種類の方法を用いて同じ条件の下で計算を実施し，計算時間に関する比較を行う．本節では CPU クロック 3.2GHz のノードのみ使用する．

### 4.4.2 1 計算ステップにおける計算時間比較

#### (1) 均等粒子配分の場合

まず始めに，各プロセッサに同じ粒子数を配分した状態で 1 ステップにおける計算時間の比較

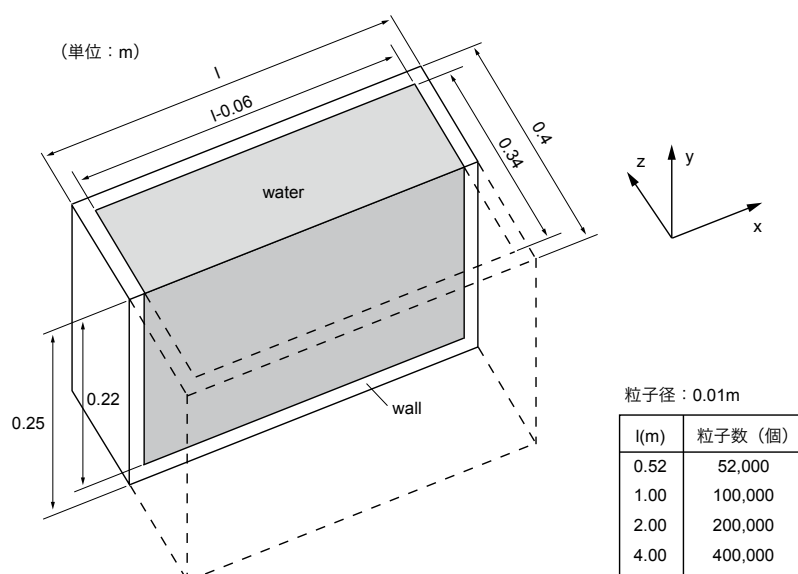


図-4.5 計算領域

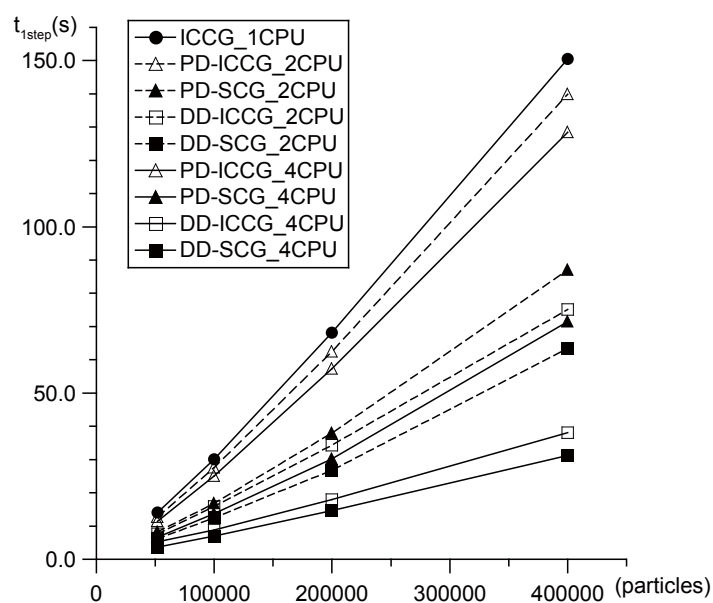


図-4.6 計算時間の比較

を行う。境界条件を図-4.5に示す。水槽の $x$ 方向の長さを変えて、総粒子数を52,000, 100,000, 200,000, 400,000個の4段階変化させる。 $y$ - $z$ 断面あたりの粒子数は1,000個である。分割数(CPU数)は2と4の2段階設定した。図-4.6および図-4.7に1ステップあたりの計算時間の比較とその内訳を示す。図-4.6の三角形のシンボルは粒子分割法を表し、四角形のシンボルは領域分割法を表す。また、白抜きのシンボルがICCG法で、黒色のシンボルがSCG法であり、点線が2CPUによる計算時間で、実線が4CPUによる計算時間を示す。並列せずに標準型MPS法で計算した結果も併せて示す(黒丸・実線)。図-4.7で示した内訳は、上から近傍粒子検索、行列Aの

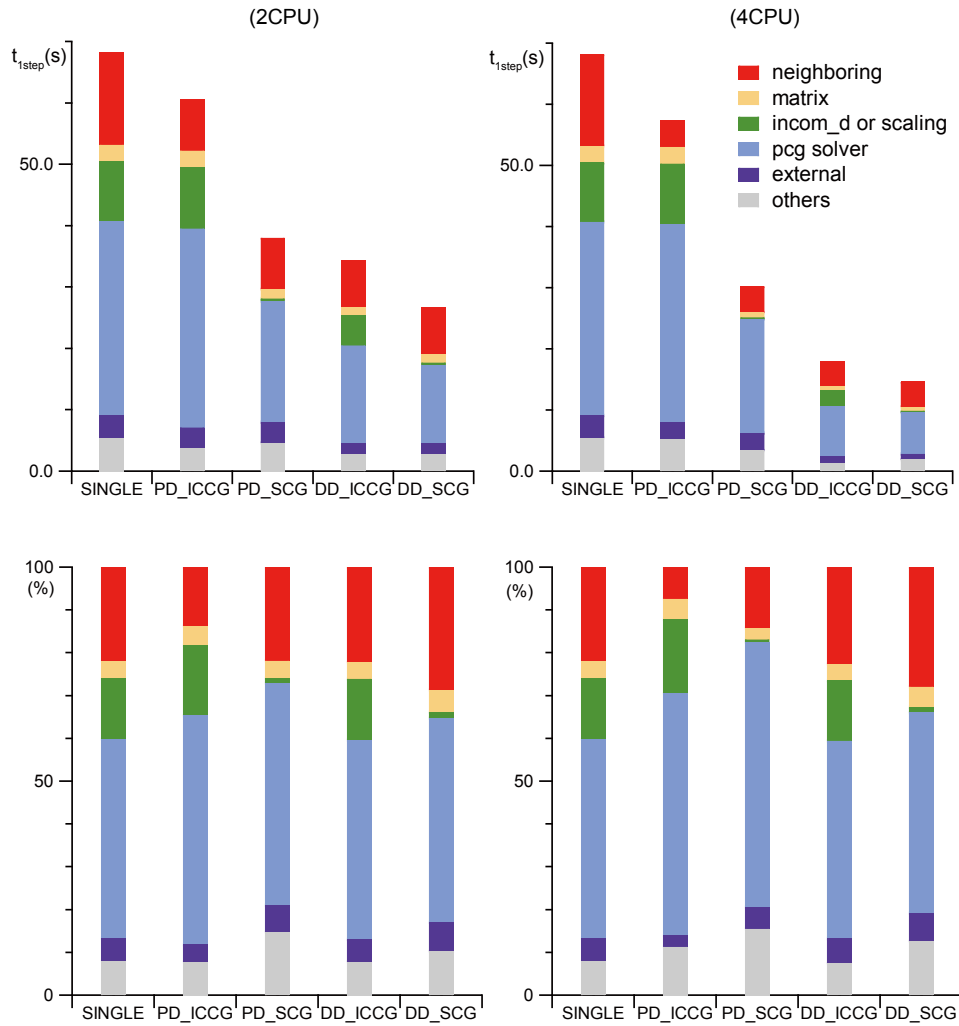


図-4.7 計算の内訳

作成, 前処理, 反復計算, 陽的段階 (外力項および粘性項), その他である. 総粒子数200,000 個の結果について, 左列に 2 分割, 右列に 4 分割による計算結果を表示している. また, 下段は上段を百分率表示したものである. 図-4.6 と同様に 1CPU による計算結果 (図中の SINGLE) も併せて示す.

まず, PD-ICCG (三角形・白抜き) に注目すると, 1CPU による計算時間と比較してわずかし時間短縮しておらず, 並列化効率が著しく悪い. 計算の内訳に注目すると, 近傍粒子検索や陽的段階の計算時間は, 分割数の増加とともに短縮するが, 圧力項の計算に含まれる行列  $A$  の作成, 前処理, 反復計算に関しては並列処理がなされていないので, 1CPU で費やした時間とほぼ同じである. これら 3 つは全体の計算時間のおよそ 65% にあたるので, 全体として計算時間はあまり短縮されない.

次に, 前処理方法による計算時間の変化について言及する. DD-ICCG (四角形・白抜き) と DD-SCG (四角形・塗りつぶし) を比較してみると, 近傍粒子検索, 行列  $A$  の作成, 陽的段階に



についてはほぼ同じ時間を費やしているが、前処理および反復計算で時間差が生じている。前処理で時間差が生じるのは、前節で述べたように対角スケーリング処理では通信を必要としないのに対して不完全コレスキー分解では2回の通信が必要であるからである。一方、反復計算で出現する時間差については、一般にICCG法における反復回数はSCG法における反復回数に比べてはるかに少ない<sup>6)</sup>が、反復計算1回あたりの計算時間はSCG法のほうが短く、反復計算に費やすトータルの時間としてはSCG法が短くなることが知られている。本コードによる計算でも、収束に至るまでの反復回数は、粒子数200,000個のケースで、ICCG法は88回、SCG法では208回であった。

最後に、分割方法による計算時間の変化について述べる。PD-SCG（三角形・塗りつぶし）とDD-SCGを比較すると、分割数を2から4に変化させた際の計算時間の短縮効果がPD-SCGでは著しく低い。DD-SCGの計算時間がおおよそ半分に短縮するのに比べて、PD-SCGでは大きな変化が見られない。内訳を見ると、分割数2から4に伴う反復計算の時間量がPD-SCGではあまり変化していない。この原因は、反復計算の中に現れる行列とベクトルの積（(4.8)式）に起因する。(4.8)式で用いる行列は、元の行列Aに対角スケーリング処理が施された行列であるが、非ゼロ要素の位置は元の行列Aの非ゼロ要素の位置と同じである。したがって(4.8)式の右辺の演算をするためには、ベクトル $p_c$ の近傍粒子の粒子番号に対応する要素を得なければならない。また、ベクトル $p_c$ は反復する度に(4.17)式によって更新されていく。以上から、それぞれのプロセッサで更新された $p_c$ の要素を必要な数だけ他のプロセッサに通信しなくてはならない。領域分割法では通信領域に属する粒子数だけ隣接プロセッサと送受信すれば良いのに対して、粒子分割法ではプロセッサが担当する全ての粒子の数のデータを他のプロセッサ全部と送受信する必要がある。すなわち、通信量と通信相手数が大きく異なる。通信量と通信時間は密接な関係にあり、一般に通信量が増えるほど通信時間は延びる。一方で、通信相手の数も通信時間に大きく影響を及ぼす。粒子数200,000のケースを例にとると、PD-SCGでは、2CPUの計算で反復計算の時間に対する通信時間の割合は約30%だが、4CPUになると約60%まで上昇する。2CPUの計算で残りの70%に当たる演算量が4CPUになっておおよそ半分に減っても、通信時間が増加するのでトータルの反復計算時間はあまり変化しない。DD-SCGでは、反復計算時間に占める通信時間の割合は、2CPUで約2%、4CPUで約4%である。反復計算時間に大きな影響を及ぼさない。

粒子分割法の場合、使用するプロセッサ数（分割数）に反比例して1プロセッサあたりの担当粒子数は減少するので通信量は減少するが、通信相手が増えることによる通信時間の増加が見込まれる。そこで、分割数の増減に対する通信時間の変化を検討した。図-4.8に結果を示す。横軸は1プロセッサあたりの粒子数で、縦軸が1ステップに費やした計算時間である。円内の数字は、使用したプロセッサ数を示す。総粒子数100,000個および200,000個のケースともに、

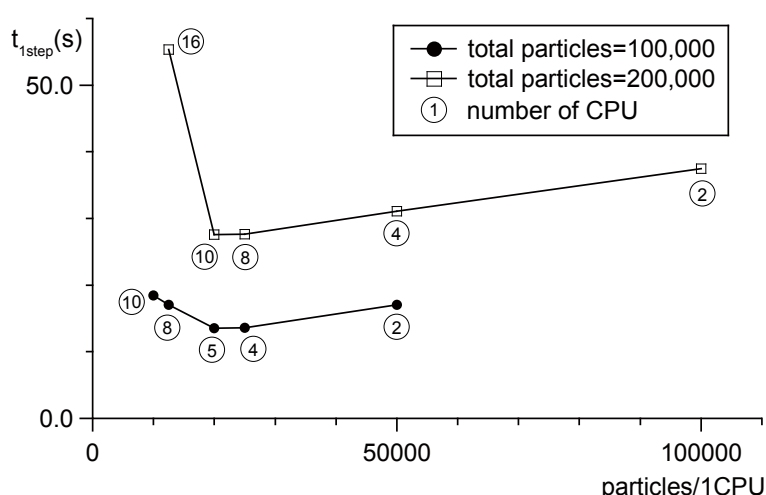


図-4.8 分割数による計算時間の変化 (PD-SCG)

1 プロセッサあたりの粒子数が 20,000~25,000 個になるとき最も計算時間が短縮された。また、1 プロセッサあたりの粒子数が同じであっても、プロセッサ数の違い（総粒子数の違い）によって計算時間は異なる。このことは、通信相手数の違いによる通信時間の変化がトータルの計算時間に及ぼす影響の大きさを示唆している。

## (2) 不均等粒子配分の場合

(1) で記述したように、連立一次方程式の前処理は対角スケーリングが有効で、各プロセッサ同じ粒子配分の条件の下では領域分割法が有効であることがわかった。しかし、実際に計算対象とする流れ場や波動場では、領域分割法を用いて常に全プロセッサに同じ粒子数を配分することはほぼ不可能であるし、各断面ごとの粒子数の増減に伴って通信量が増減することもある。このように考えると、常に一定のロードバランスを保つことのできる粒子分割法が有利な状況が存在する可能性を否定できない。そこで次に、領域分割法を適用してプロセッサ間でロードバランスが崩れた場合の計算時間の変化を調査する。同時に、分割断面の粒子数の増加による計算時間の変化についても言及する。以下では、PD-SCG と DD-SCG の 2 種類に関してのみ比較する。

計算領域は図-4.5 と同様で、使用する粒子数は 100,000 個と 200,000 個、分割断面あたりの粒子数は 1,000 個と 2,000 個、それぞれ各方向に配置する粒子数を変えて計算を行う。PD-SCG による計算は、先程の結果を考慮して 1 プロセッサあたりの粒子数を 25,000 個と固定する。したがって、粒子数 100,000 のケースでは 4CPU、粒子数 200,000 のケースでは 8CPU による並列計算を行う。DD-SCG による計算において分割境界の位置を数ケース変えてロードバランスを崩した状態で 1 ステップにおける計算時間を計測し、ロードバランス一定の粒子分割法による計算時間と比較する。図-4.9 に計算結果を示す。横軸は、領域分割法による計算時の各プロセッサの担当する

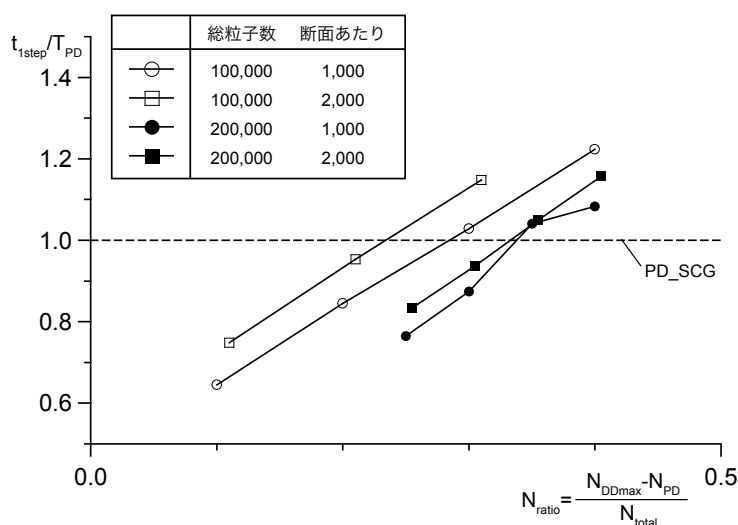


図-4.9 ロードバランスの違いによる計算時間の変化

粒子数の最大値  $N_{DDmax}$  と均等分割されたときの粒子数  $N_{PD}$  ( $=25,000$ ) との差を総粒子数  $N_{total}$  で除したもの ( $=N_{ratio}$  とする) である。縦軸は、PD\_SCG による計算時間で規格化した。まず、総粒子数 100,000 個で断面あたりの粒子数 1,000 個のケース (図中の白抜き・丸) では、PD\_SCG による計算時間 (図中の点線) と比較すると、 $N_{ratio}=0.3$  弱で計算時間が逆転する。断面あたりの粒子数が倍になると (図中の白抜き・四角)、計算時間が同様になる粒子数差は小さくなり、0.23 程度になる。一方、粒子数 200,000 個、断面あたりの粒子数 1,000 個のケース (図中の黒丸) では、 $N_{ratio}=0.33$  程度で逆転する。このケースでも断面あたりの粒子数が増加することで、計算時間が PD\_SCG と同様になる総粒子数に対する粒子数差の割合は少し低下する。傾向としては、総粒子数が多いほどロードバランスが悪くても DD\_SCG が有利となり、断面あたりの粒子数が多いほど PD\_SCG が有利になる可能性が高い。なお、本節で採用した断面あたりの粒子数 2,000 個を、第 5 章以降で示す 3D シミュレーションの分割断面と比較すると、実スケールの階段状水路 (5.1.3 参照) で約  $67 \times 27 = 1809$  個、デニール型魚道 (5.2.3 参照) で約  $22 \times 35 = 770$  個、流木の河道流下計算 (5.3.4 参照) で、約  $30 \times 30 = 900$  個などとなり、本研究で扱った計算例における 1 断面の担当粒子数のすべてが 2,000 個以下に収まっている。

#### 4.4.3 全計算時間の比較

##### (1) 一方向流場 (階段状水路)

前項 4.4.2 では、 $N_{ratio}$  がおよそ 0.2 を上回らなければ、DD\_SCG が計算時間短縮に有利であると示された。そこで本項では、実際に水工学の分野で扱う境界条件においてそのような状況が発生し得るのか、また、シミュレーションに要する全計算時間差はどの程度なのかについて、2

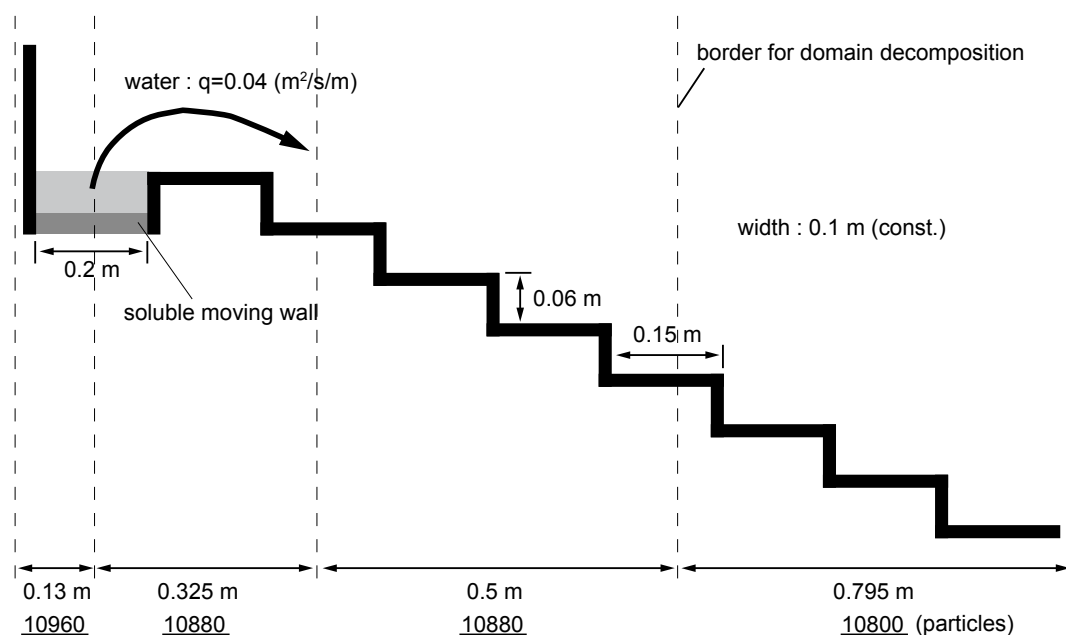


図-4.10 階段状水路

種類の計算例を基に検討を行う。

まず、一方向流場の計算例として図-4.10のような階段状の境界条件の下で通水を行う。水路幅は一定（0.1 m）で、奥行き方向に周期境界条件とした。本研究で扱う一方向流場では、5.3.3項で示す計算例を除いていずれも可溶性移動壁<sup>7)</sup>による給水を行う。下流端に到達した粒子はその時点で計算を打ち切る。水路がドライな状態から計算を行う場合、計算開始からしばらくは給水口周辺にのみ水粒子が存在するため、プロセッサ間境界の設定次第では一部のプロセッサにロードが大きく偏る可能性がある。本計算では、DD\_SCGによる計算の場合は、初期粒子配置の状態、各プロセッサに配分する粒子数がおおよそ平衡するように境界の位置を設定した。分割数は4とした。初期状態における総粒子数は43,520個、領域分割後の各プロセッサの担当粒子数（図-4.10の下線の数字）は左から順に、10,960、10,880、10,880、10,800個である。PD\_SCGによる計算の場合は、全プロセッサに10,880個の粒子が配分された。給水と消去によって総粒子数は増減するが、常にロードバランスが均等になるように調節している。図-4.11に計算結果の瞬間像とその時刻での各プロセッサの担当粒子数を示す。上流側を担当するプロセッサから粒子数が増加し（ $t=0.5$  s）、水塊の先端が最下流端の領域に到達する瞬間（ $t=0.9$  s）における各プロセッサ間の最大粒子数差は、最大で15,000個程度である。完全に下流端まで通水した状態（ $t=5.0$  s）では、最上流端の領域の担当粒子数が最小となった。最終的な総粒子数は、約105,000個であった。図-4.12に、PD\_SCGによる計算の担当粒子数とDD\_SCGによる計算におけるプロセッサ間の最大と最小の担当粒子数（上図）、前項で定義した $N_{ratio}$ （中図）および1ステップの計算時間 $t_{step}$ （下図）を時系列で示す。上図を見ると、DD\_SCGにおけるプロセッサ間の粒

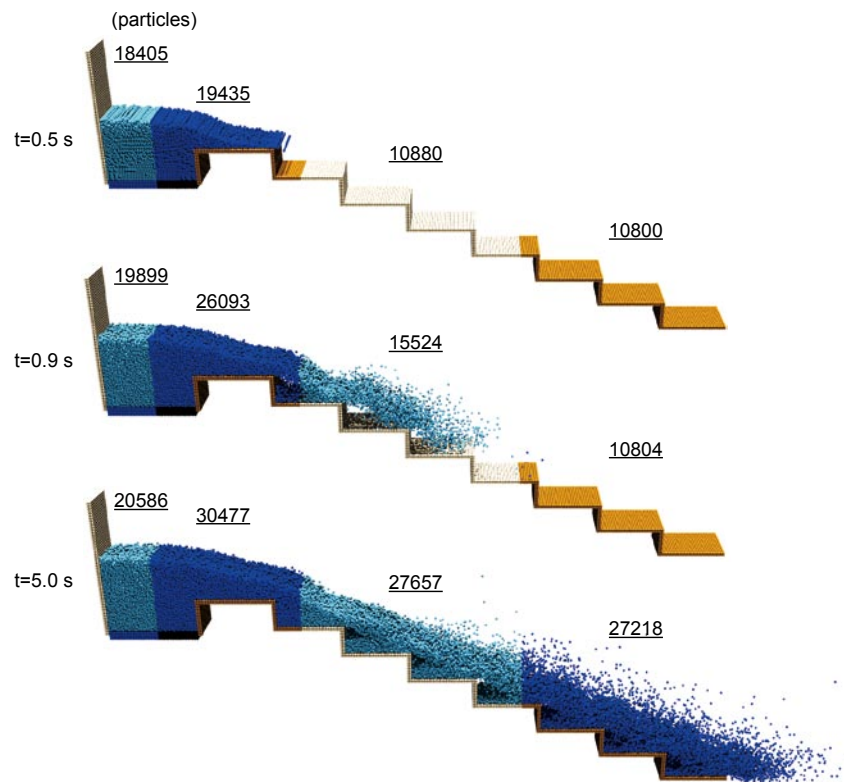


図-4.11 階段上流れ

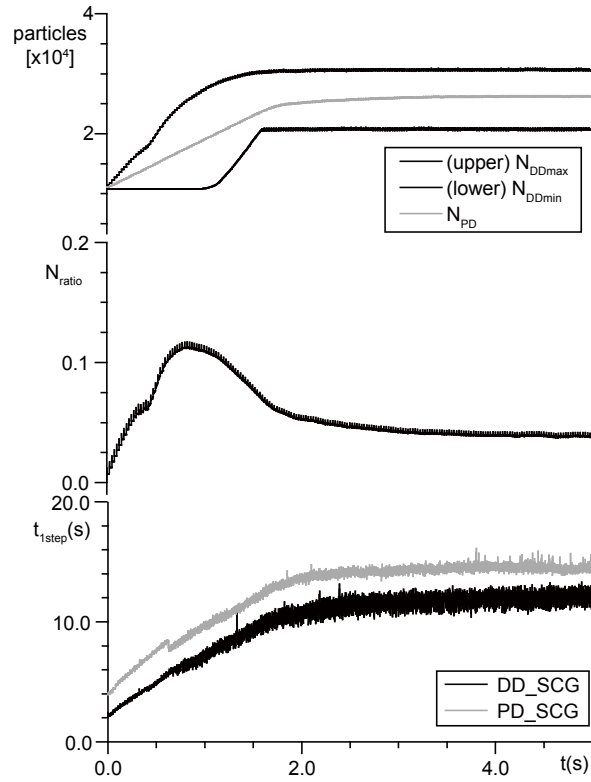


図-4.12 階段上流れ計算における計算時間比較

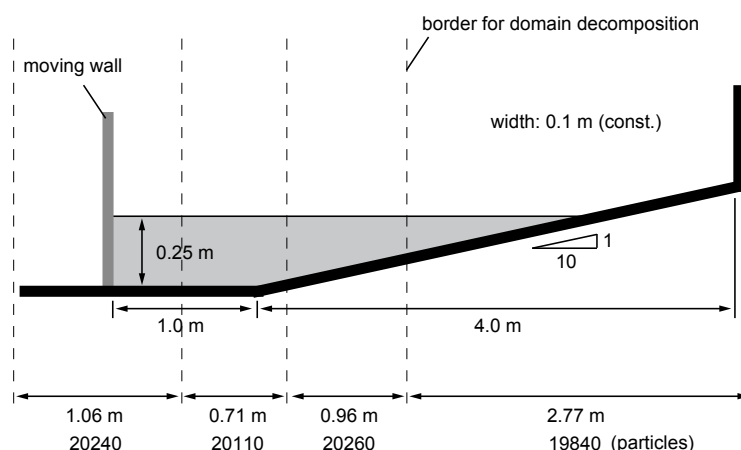


図-4.13 数値造波水槽

粒子数差は  $t=1.0$  s あたりで最大になり、 $t=1.5$  s 以降は 10,000 個程度で一定になる。一方、中図を見ると、 $N_{ratio}$  は  $t=0.8$  s あたりで極大値 ( $\approx 0.13$ ) を取り、最終的には 0.05 程度に収束するが、0.2 を超えることはない。1 ステップあたりの計算時間は一貫して DD\_SCG による計算の方が短い。 $t=5.0$  s までに要した計算時間は PD\_SCG で約 25 時間、DD\_SCG で約 22 時間となり、約 3 時間の差が発生した。

## (2) 波動場（一様斜面勾配水路）

次に、波動場を対象に計算時間の比較を行う。図-4.13 に計算領域を示す。波高  $H=0.09$  m、周期  $T=2.0$  s の規則波を造波する。本計算においても DD-SCG による計算のプロセッサ間境界の位置は、初期状態での粒子配置で粒子数の配分が同等になるように設定した。分割数は 4 とし、初期状態における総粒子数は 80,450 個、領域分割後の各プロセッサの粒子数（図-4.13 の下線の数字）は左から順に、20240、20110、20260、19840 個である。図-4.14 に計算結果の瞬間像を示す。波動場における計算では、波の伝達に伴って最大粒子数を記録するプロセッサが推移し、周期的に変動する。図-4.15 に図-4.12 と同様の時系列データを示す。周期的な変動が現れるが、プロセッサ間における粒子数差は比較的小さく、 $N_{ratio}$  も 0.05 すら超えない。1 ステップの計算時間を比較すると、DD-SCG の適用が有利であり、最終的な計算時間は PD-SCG で約 15 時間、DD-SCG で約 11 時間となり、約 4 時間の差となった。

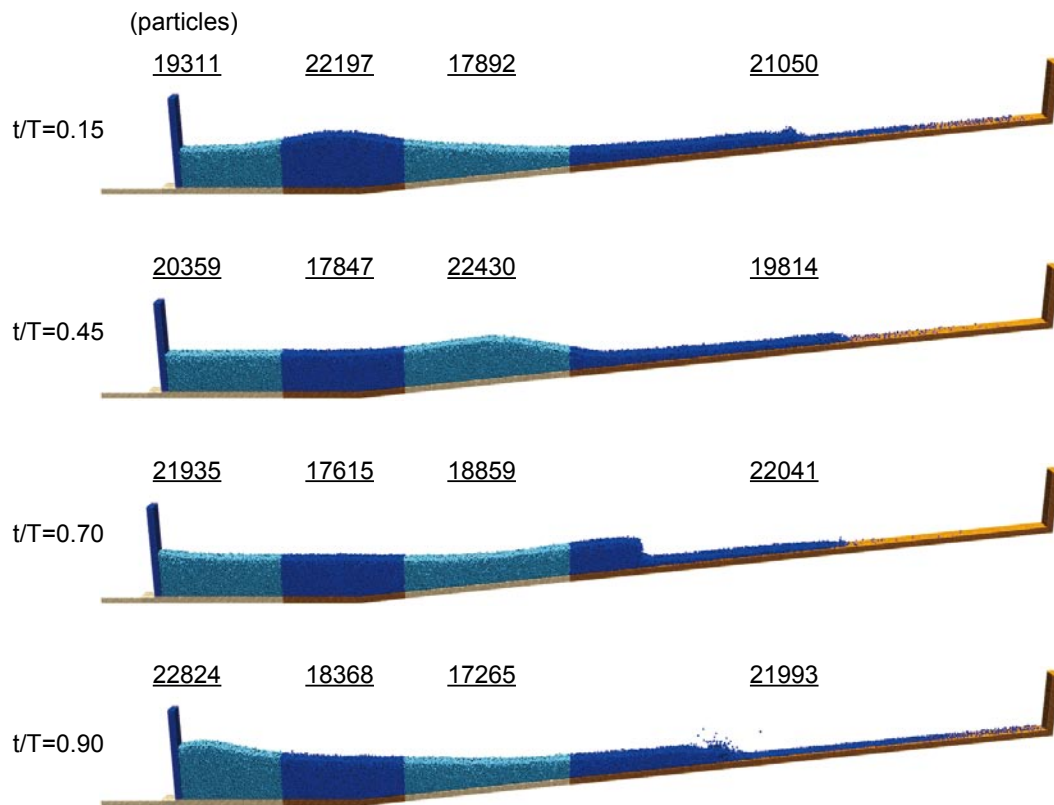


図-4.14 一様斜面上砕波・遡上過程

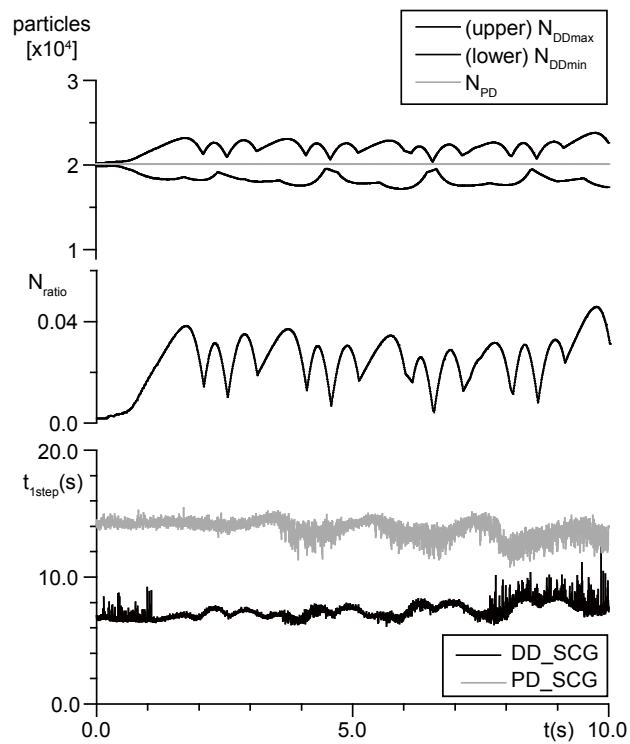


図-4.15 一様斜面上砕波計算における計算時間比較

## 4.5 結 語

本章では、MPS 法のコードの並列化に際して問題となる分割方法および前処理付き共役勾配法の選択について、それぞれの組み合わせにおける計算時間の比較を行い、MPS 法に適する分割方法および前処理方法を検討した。以下に、本章で得られた成果を記す。

- [1] 標準型の MPS 法で実装されている ICCG 法は、CG 法のアルゴリズムで現れる行列とベクトルの内積の演算に前進消去・後退代入操作を伴うため、逐次処理が必要で並列化が困難である。
- [2] ただし、領域分割法を用いた場合は、分割境界周辺の粒子の粒子番号を変更するリナンバリング処理を適用することで並列処理が可能となる。
- [3] SCG 法は、前進消去・後退代入操作を必要としないため、並列処理が容易である。
- [4] PD-ICCG, PD-SCG, DD-ICCG, DD-SCG の 4 種類を用いて粒子を均等に配分した条件の下で 1 ステップあたりの計算時間を比較したところ、
  - i) PD-ICCG は、MPS 法のアルゴリズムで最も演算時間を要する圧力項の計算段階で並列処理が全くできないため、4 つの手法の中で最も並列化効率が悪い。
  - ii) ICCG 法 (DD-ICCG) と SCG 法 (DD-SCG) を比較したところ、ICCG 法では前処理段階で通信を要し、また、反復回数の比較においては ICCG 法 < SCG 法であるが、1 回の反復計算に費やす計算時間では ICCG 法 > SCG 法であるため、反復計算に要する全時間では ICCG 法が上回る。したがって、圧力項の計算段階における時間差だけ SCG 法が有利である。
  - iii) PD-SCG と DD-SCG を比較すると、PD-SCG で反復計算中に現れるデータ通信は、DD-SCG において反復計算中に現れるデータ通信と比べて、通信量も通信相手数も多いため、その分だけ PD-SCG の計算時間は長くなる。また、ここでの通信量と通信相手数はトレードオフの関係にあり、過度な分割はかえって計算時間を長くする。本研究に用いたハードウェアとコードの組み合わせでは、1 プロセッサあたりの粒子数が 20,000~25,000 個になるように分割するのが最適である。
- [5] 領域分割法における領域間境界の位置を変えてプロセッサ間のロードバランスを崩した状態で 1 ステップの計算時間を粒子分割法と比較した結果、総粒子数が多いほど、領域分割法の適用が有利になり易く、断面あたりの粒子数が多いほど粒子分割法の適用が有利になり易い。
- [6] 実際に計算対象となる一方向流場と波動場において、階段状水路と一様斜面勾配水路を境界条件として数秒間の再現計算を実施し、計算時間を比較したところ、ロードバランスが大きく崩れるにもかかわらず領域分割法の方が計算時間は短くなった。



## 参考文献

- 1) Meijerink, J. and Van der Vorst, H. A.: An iterative solution method for linear systems of which the coefficient matrix is a symmetric M-matrix, *Math. Computat.*, Vol. 31, pp. 148-162, 1977.
- 2) 越塚誠一：数値流体力学，培風館，p223，1997.
- 3) Doi, S. and Washio, T.: Ordering Strategies and Related Techniques to Overcome the Trade-off Between Parallelism and Convergence in Incomplete Factorization, *Parallel Computing*, 25, pp. 1995-2014, 1999.
- 4) Iwashita, T. and Shimasaki, M.: Parallel Processing of 3-D Eddy Current Analysis with Moving Conductor Using Parallelized ICCG Solver with Renumbering Process, *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 36, pp. 1504-1509, 2000.
- 5) Van der Sluis, A.: Condition Numbers and Equilibration of Matrices, *Numer. Math.*, 14, pp. 14-23, 1969.
- 6) 小国 力編著：行列計算ソフトウェア -WS, スーパーコン, 並列計算機-, 丸善, p391, 1991.
- 7) Gotoh, H., Shibahara, T. and Sakai, T.: Sub-Particle-Scale Turbulence Model for the MPS Method -Lagrangian Flow Model for Hydraulic Engineering-, *Comput. Fluid Dyn. J.*, Vol. 9, No. 4, pp. 339-347, 2001.

## 記号表

本章で用いた記号を以下に列挙する.

$a_{ij}$	= 行列 $A$ の $i, j$ 成分
$A$	= Poisson 方程式から得られる連立一次方程式の係数行列
$\tilde{A}$	= 対角スケーリングされた行列 $A$ ( $=P_s A P_s$ )
$b$	= Poisson 方程式のソース項
$\tilde{b}$	= 対角スケーリングに伴って変換されたソース項 ( $=P_s b$ )
$c_1, c_2, \alpha, \beta$	= 共役勾配法の演算に用いる係数
$D_0$	= 次元数
$H$	= 波高
$k$	= 収束計算の反復回数

---

$l$	= 水槽の $x$ 方向の長さ
$L$	= 不完全コレスキー分解後の行列 $A$ の下三角行列
$n_0$	= 基準粒子数密度
$n^*$	= 仮の粒子数密度
$N_{cell}$	= 近傍粒子検索のための検索セル数
$N_{cell\_in}$	= 検索セルに含まれる粒子数
$N_{CPU}$	= CPU 数 (= プロセッサ数 = 分割数)
$N_{DDmax}$	= 領域分割後の各プロセッサの担当粒子数の最大値
$N_{DDmin}$	= 領域分割後の各プロセッサの担当粒子数の最小値
$N_{local}$	= 各プロセッサの担当粒子数
$N_{neigh}$	= 近傍粒子数
$N_{PD}$	= 粒子分割後の各プロセッサの担当粒子数 ( $\doteq N_{total}/N_{CPU}$ )
$N_{ratio}$	= $(N_{DDmax} - N_{PD})/N_{total}$
$N_{total}$	= 総粒子数
$p$	= 圧力
$\boldsymbol{p}_c, \boldsymbol{w}_c, \boldsymbol{\xi}$	= 共役勾配法の演算に用いる作業ベクトル
$P_s$	= 対角スケーリング操作で用いる変換行列
$r$	= 粒子間距離
$\boldsymbol{r}_c$	= 残差ベクトル
$t$	= 時間
$t_{1step}$	= 1 ステップの計算時間
$T$	= 周期
$T_{PD}$	= PD-SCG による 1 ステップの計算時間
$u_{ij}$	= 行列 $U$ の $i,j$ 成分
$U$	= 不完全コレスキー分解後の行列 $A$ の上三角行列
${}^tU$	= 行列 $U$ の転置行列
$w$	= 重み関数
$x, y, z$	= 主流方向の座標軸とそれに直交する鉛直方向および奥行き方向の座標軸
$\Delta t$	= 計算時間間隔
$\phi$	= 連立一次方程式の解ベクトル
$\phi$	= 対角スケーリング操作後の解ベクトル ( $= P_s^{-1}\phi$ )
$\lambda$	= モデル定数
$\rho$	= 流体の密度

$\zeta$  = セルに配置された物理量

---

## 第 5 章

### 一方向流場における 3 次元自由表面流解析



## 5.1 階段上流れにおける 3 次元数値解析

### 5.1.1 研究の背景

大都市圏ではヒートアイランド現象に影響された局地的集中豪雨の発生が顕在化しており、下水の雨水排除能力を上回る集中豪雨による内水氾濫への危惧は急速に増大しつつある。現に、1999 年 6 月には福岡市で、同年 7 月には東京都内で、地下空間に流入した氾濫水による溺死者が出ており、また、2005 年 9 月の台風 14 号による東京杉並区での浸水で見られたような半地下構造の個人住宅、さらにはビルの地下室など、これまでに主として検討対象とされてきた大規模地下街に加えて、小規模地下空間の危険性も明らかとなってきた。特に、小規模地下空間の場合には、階段が唯一のアクセスルートであり、流水に抵抗した階段の登段限界の問題が避難の可否を決める物理現象と言える。このようなことから、防災面で階段状斜面の水利を研究する必要性が高まってきており、多田ら<sup>1)</sup>は博多駅地下街に通じる階段をモデル化した実験装置を用い、主に流入流量に着目した研究を行い、館ら<sup>2)</sup>は実物大の模型を用いて、人間が実際に通水した階段を昇る様子を観察し、流体力についてまとめている。石垣ら<sup>3),4)</sup>も同様に、実物大の階段模型を用いて通水した階段を昇らせて流入流量と登段限界についての関係をまとめ、さらに脚型模型を階段上に設置して、脚型模型に働く流体力について調査している。また、これ以外にも従来より、階段状水路の水利特性（エネルギー損失あるいは流水抵抗）については、実験的研究（例えば、安田ら<sup>5)</sup>、高橋ら<sup>6)</sup>）が行われてきた。

以上のように、階段状水路を扱ったこれまでの研究はもっぱら水利実験によるものであり、数値シミュレーションの適用例は見られない。なぜなら、自由表面流解析において広く用いられている VOF 法等の Euler 型の手法では、水流が階段を流れ落ちる過程において生じるナップと階段の踏み面との間に生じる air pocket の存在やそれに伴う水表面の複雑な変動特性を解析することが困難となるからである。避難経路として階段を見た場合、水利実験からの定量的評価には実物大実験が必要であるが、登段限界付近では被験者の転倒・滑落といった実験中の事故なども危惧され、系統的な検討が必ずしも容易ではない。さらに、大量飛沫発生・気泡混入を伴う急勾配水路上の高速流を対象とした水利実験であることから、既存のセンサーでは流速・圧力の計測が極めて困難であり、脚周囲の流れ場の特性の把握は容易ではない。

そこで本節では、階段状水路に対する MPS 法の適用性を検討するために、まず、5.1.2 項で流況に関する水流の基本的特性について既往の実験と比較を行う。そして、5.1.3 項では脚型モデルを用いて流体力を測定し、石垣らの実験で測定した脚型模型に働く流体力との比較を行う。

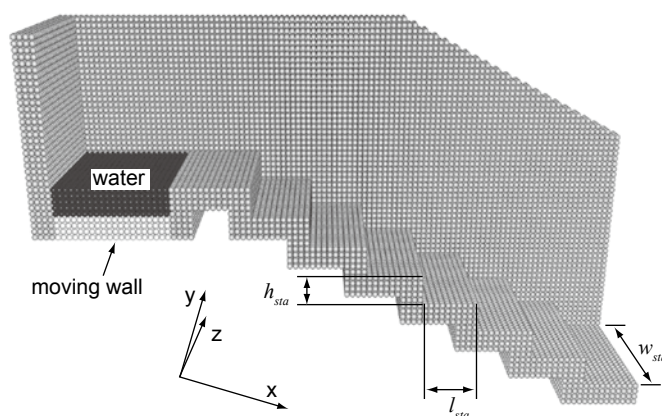


図-5.1 計算領域

### 5.1.2 階段状水路の水理シミュレーション

#### (1) 流況の分類

階段状水路の流況は3種類に大別される。主に急勾配斜面（勾配に対して流量が比較的大きい場合）で見られる *skimming flow*，それとは逆に緩勾配斜面（勾配に対して流量が比較的小さい場合）で見られる *nappe flow*，そして Ohtsu ら<sup>7)</sup>によって定義された両者の遷移領域 *transition flow* である。本研究ではまず，今回用いた数値水路の流況が，既往の研究において作成された領域分布図とどのように対応をするかについて検討した。

図-5.1 に数値階段状水路の設定例を示す。なお，階段部の設定が見えるように手前側の側壁を取り除いて表示している。流入境界には Gotoh ら<sup>8)</sup>による *soluble moving wall*（可溶性移動壁）を用いた。移動壁は常に一定の速度で上昇し，高さが閾値まで達すると，水粒子と接している移動壁の上端の移動壁粒子が水粒子に変質する。それと同時に移動壁の最下端に上端で水粒子に変質した壁粒子の分だけ新たに移動壁粒子を付け加える。これによって常に一定の流量を水路に供給することができる。右の流出境界では自由流出とした。

表-5.1 に斜面勾配および流入流量を示す（限界水深： $y_c=(q^2/g)^{1/3}$ ）。勾配4段階に対して流入流量を5段階変化させ，合計20ケースの計算を実施した。用いた粒径は均一で1.0 cm，階段の段数は7段である。これらは20ケース全てにおいて共通である。総粒子数はケースによって異なるが，約50,000~100,000個である。

流況分類図を図-5.2 に示す。安田ら<sup>5)</sup>および Chanson<sup>9)</sup>がそれぞれの実験結果に基づいて作成した分類境界線と併に，計算結果をプロットした。本研究では，計算結果のスナップショットを描いて *air pocket* の有無を調べ，さらに流速ベクトル図を作成して流況を判断し，流れのモードを分類した。なお，今回は単相流計算であるため *air pocket* 内の気相の圧力変動が扱えず，厳

表-5.1 数値実験ケース

	$h_{sta}/l_{sta}$	$q(m^2/s)$	$h_{sta}/y_c$
Case 1-1	6/15	0.1	0.6
Case 1-2		0.046	1.0
Case 1-3		0.035	1.2
Case 1-4		0.027	1.4
Case 1-5		0.023	1.6
Case 2-1	6/8	0.1	0.6
Case 2-2		0.046	1.0
Case 2-3		0.035	1.2
Case 2-4		0.025	1.5
Case 2-5		0.019	1.8
Case 3-1	6/6	0.064	0.8
Case 3-2		0.046	1.0
Case 3-3		0.031	1.3
Case 3-4		0.019	1.8
Case 3-5		0.015	2.1
Case 4-1	6/5	0.046	1.0
Case 4-2		0.028	1.4
Case 4-3		0.019	1.8
Case 4-4		0.014	2.2
Case 4-5		0.012	2.5

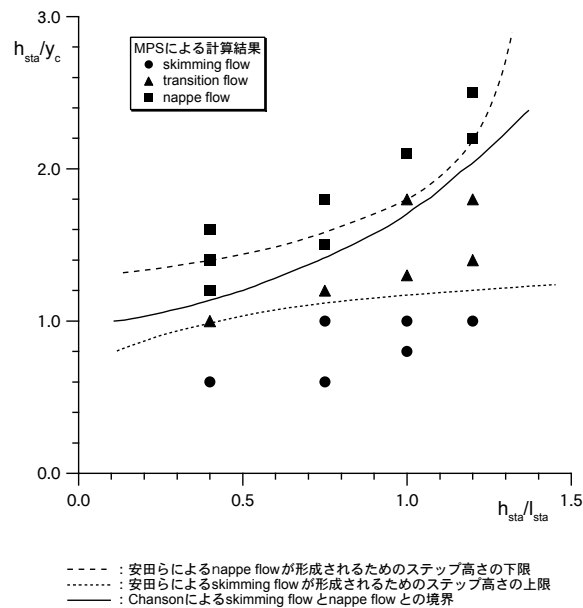


図-5.2 流況分類図

密な意味での air pocket の再現とは言えないが、水粒子の存在しない閉鎖空間を air pocket と定義した。

図-5.3 と図-5.4 に skimming flow の一例 (Case1-1) を示す。図-5.3 は粒子の流速のレベルによって濃淡に色調を変えて示したスナップショット ( $t=9.3s$ ) である。階段の隅角部近くには全く air pocket は見られず、また、隅角部内の流速が概ね主流部の 10% 以下となっており死水域を形



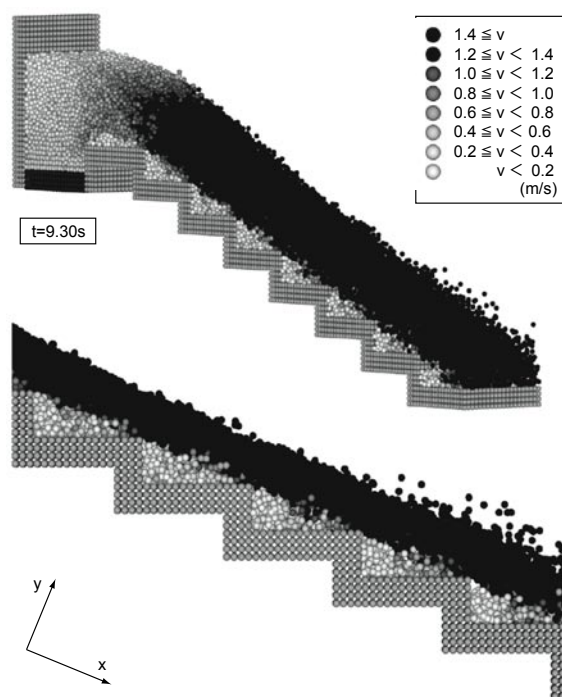


図-5.3 瞬間像 (skimming flow)

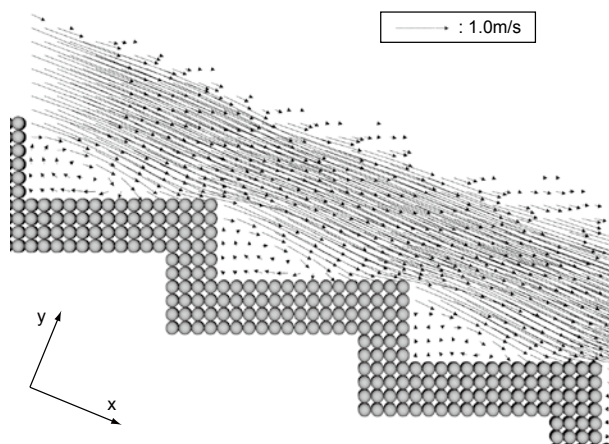


図-5.4 流速ベクトル (skimming flow)

成していることがわかる。図-5.4は、図-5.3と同時刻における $x$ 方向 $y$ 方向ともに1cm間隔に設置されたEuler観測点での流速ベクトルを示している。流速ベクトルは、流れが定常状態になった後5秒間の時間平均値を取って描いている。隅角部近くには顕著な渦構造が見え、一方で主流は、階段のエッジを結んだ線をvirtual bedとして、およそそれと平行な方向に流れていることがわかる。これらの特徴は、高橋ら<sup>9)</sup>の描いたスケッチと同様の傾向を示している。

図-5.5と図-5.6にnappe flowの一例(Case1-5)を示す。主流の流速ベクトルにはskimming flowの流速ベクトル図で見られたような一方向性はなく、むしろ一段ずつ階段の踏み面との衝

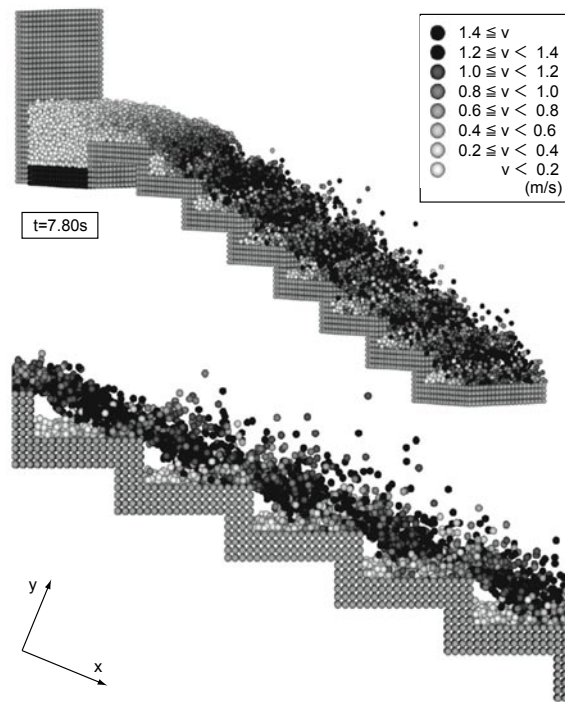


図-5.5 瞬間像 (nappe flow)

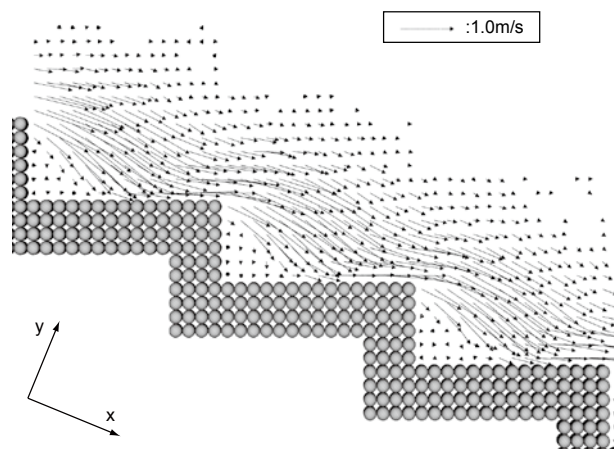


図-5.6 流速ベクトル (nappe flow)

突・反発を反復しながら流下する落下流的なモードになっている。そして、その落下流と段上に貯留された水塊の水面との間に air pocket が形成される。この air pocket は計算された全過程を通じて安定して存在し続けた。また、隅角部の貯留水は skimming flow と同様に、死水域となっている。計算結果から得られたこれらの特徴は、既往の実験による観察結果と全て同様の傾向を示している。nappe flow では主流が階段の踏み面を叩いて流下していくため、飛沫の発生頻度は高く、主流がほぼ一方向に流れていく skimming flow と比べてその差は歴然である。なお、遷移領域である transition flow については後述する。

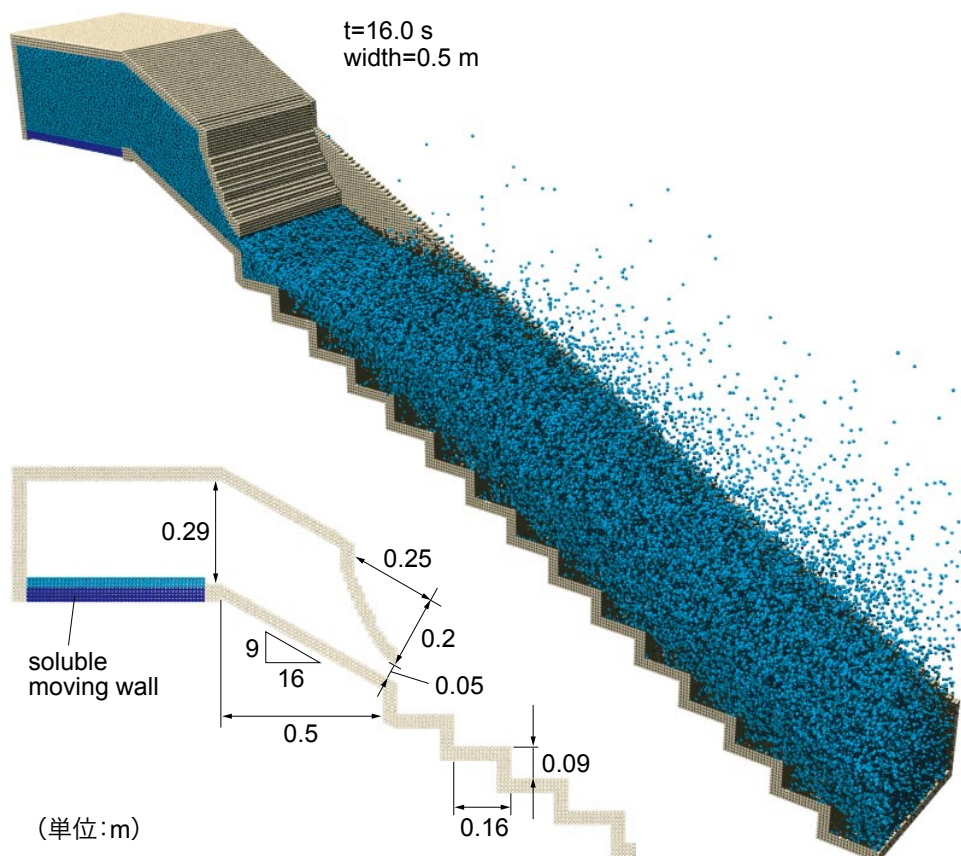


図-5.7 流速に関する実験との比較

## (2) 流速分布

次に、skimming flow における主流の階段中央断面における virtual bed に垂直な方向の流速分布について、Boes and Hager<sup>10)</sup> の実験結果との比較を行った。Boes and Hager の使用した実験水槽とほぼ同様のスケールの数値水路を作り、斜面勾配は  $h_{sta}/l_{sta}=9/16$ ，流入流量は図の流出口での Froude 数 5.7 を満足する流量を流下させた。階段の段数は扱える粒子数に制限を受けるために、実験よりも少ない 15 段で打ち切らざるを得なかった。水路幅は 50.0 cm，総粒子数は定常状態で約 400,000 個である。

図-5.7 に  $t=16.0$  s におけるスナップショットを示す。流速を測定した検査面は上から 10 段目のエッジを起点として virtual bed と垂直に 5mm 間隔に Euler 計測点を配置した。図-5.8 に流速分布を示す。virtual bed から水面方向に徐々に流速が上昇し、水面よりやや下側で最大流速に達した後、水面までほぼ一様の流速分布になる。本計算では、 $y=0.015$  m あたりで流速が課題に評価されているが、水面まで徐々に流速が増加していく傾向と、水面近傍での流速は実験と一致しており、十分に流況を再現することができたと言える。

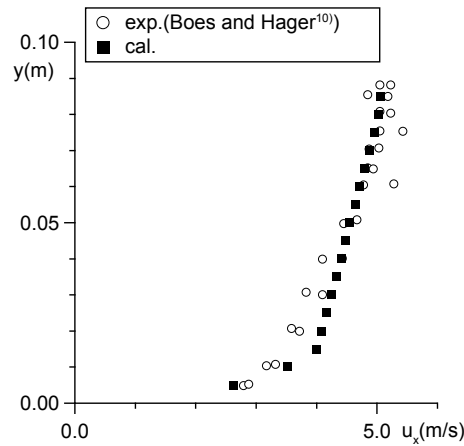


図-5.8 流速分布

### (3) 遷移領域

transition flow はその名の示す通り skimming flow と nappe flow の遷移領域に存在し、両者のような明確な特徴はないが、両者の中間的な特徴を有した流れであり、それが特徴とも言える。また、流況次第ではどちらかの特徴が強く現れる。ここでは、本研究で得られた計算結果から transition flow について定量的に検討する。

図-5.9 は Case1-2 における計算結果の一例 ( $t=8.45$  s) である。Case1-2 は図-5.2 の分類図では skimming flow に近い transition flow に分類される。実際に図-5.10 の流速ベクトル図を見てみると、主流の大半における流速ベクトルは skimming flow と同様の一方向性を有している。しかし、下部領域のみに着目すると、nappe flow のような階段の踏み面に衝突しその後踏み面と平行に移動するという傾向も見られ、また隅角部においても skimming flow で見られた渦構造は存在せず、どちらかといえば nappe flow に近い動きとなっている。

次に、図-5.9 に戻り air pocket に注目すると、1 段目と 5 段目には明確な air pocket は確認できないが、2-4 段目は nappe flow の場合と同様に明瞭な air pocket の存在が確認できる。このような現象について、他の流況 (Case1-1 および Case1-5) と共に図-5.11 に示した。図の上段に示されているように、進行方向に 6 個、高さ方向に 4 個、奥行き方向に 18 個の一边が粒径と同一の長さの立方体のセルを合計で 432 個、階段の隅角部に配置し、それらのセル全てに含まれる粒子数を合計セル数で除したものを空隙率  $\gamma_{tr}$  として定義した。図の下段には、各タイムステップにおける瞬間データから連続する 3 段における空隙率を算出し、その平均値をプロットした。なお、図中のエラーバーは最大値・最小値を示している。3 種類の流況ともに平均値の変動の幅は小さいが、nappe flow や skimming flow ではエラーバーの幅が比較的小さいのに対して、transition flow では非常に大きい。このことは、連続する 3 段における air pocket の大きさに、極端な差が生じている状況を示している。両極の流況では各段ごとの差は明瞭ではないが、遷移領域においては段ごとの差が顕在化し、流況に多様性が見られると言える。

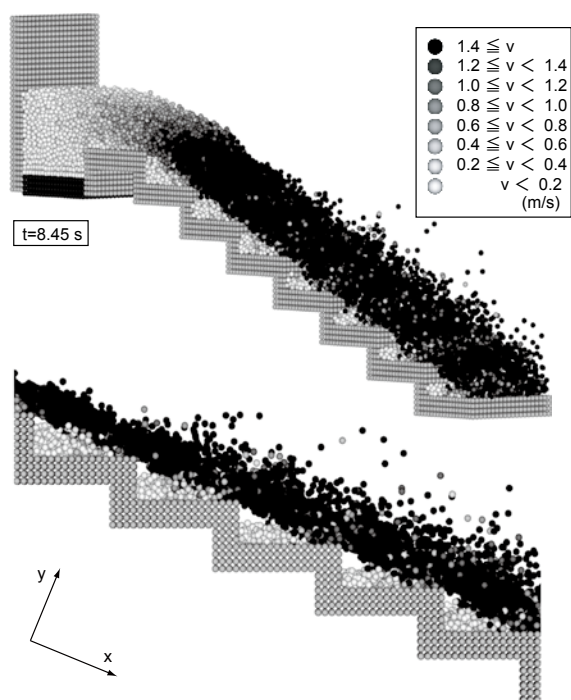


図-5.9 瞬間像 (transition flow)

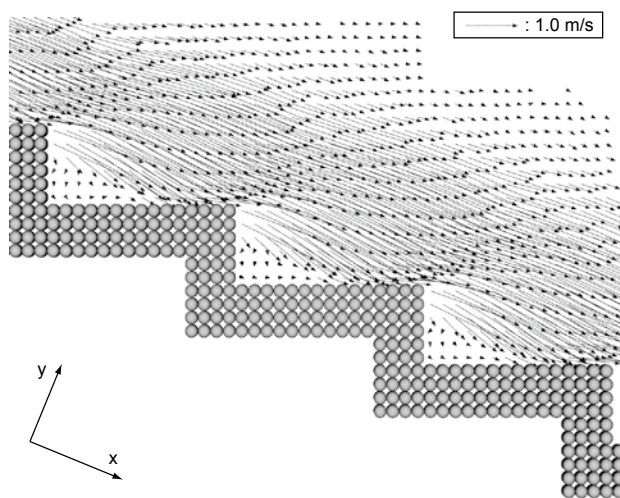


図-5.10 流速ベクトル (transition flow)

### 5.1.3 流水中の階段登段者の脚部に作用する流体力評価

#### (1) 脚モデルの流体力評価

図-5.12 に石垣ら<sup>3),4)</sup>が実験で用いた脚型模型とそれと概形を一致させるように粒子を配列した脚モデルを示す。石垣らは、脚型模型をひざ高(50.0 cm)に相当する高さを支点とした天秤の片側に固定し、他端の支持部に配置したロードセルで流体力を計測した。



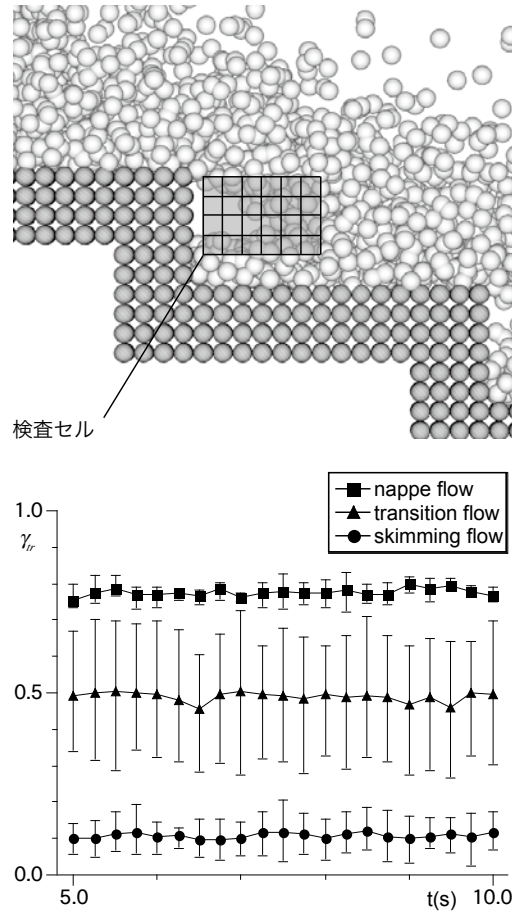


図-5.11 隅角部における空隙率比較

本研究では、以下に示す方法で流体力を評価する．脚型表面の流体応力として圧力のみを考えると、脚型に作用する力は、

$$\mathbf{F} = - \int_S p \mathbf{n} dA \quad (5.1)$$

と書ける．ここに、 $S$ :脚型の水没表面、 $\mathbf{n}$ :脚型表面の法線方向の単位ベクトル（脚型の外向き正）、 $dA$ :脚型表面の面積要素である． $x$  方向の単位ベクトルを  $\xi_x$  とすると、脚型に作用する力の主流方向成分  $F_x$  は、

$$F_x = \mathbf{F} \cdot \xi_x = - \int_S p \mathbf{n} \cdot \xi_x dA = - \int_S p n_x dA \quad (5.2)$$

と書ける．ここに、 $n_x$ :脚型表面における法線ベクトル  $\mathbf{n}$  の  $x$  方向成分である．面積要素として一辺  $d$ （粒子径）の正方形領域を想定し、(5.2) 式を離散化すれば、

$$F_x = \sum_{i=1}^{N_{leg}} p_i n_{xi} d_i^2 \quad (5.3)$$

となる．ここに、 $N_{leg}$ :脚表面の構成粒子の個数である．粒子  $i$  における脚表面に対する法線方

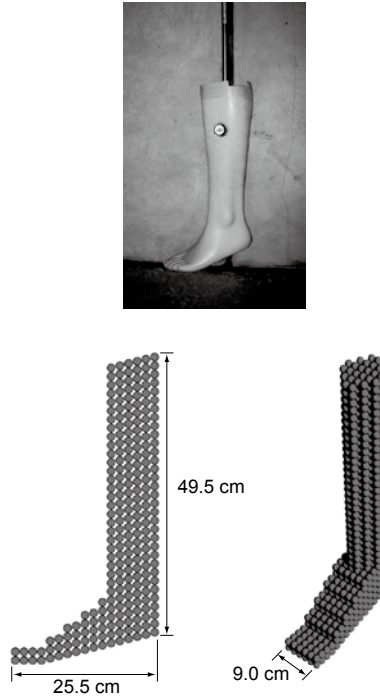


図-5.12 実験の脚型模型（写真）と粒子による脚モデル

向の算出には，MPS法の表面張力モデル（Nomura ら<sup>11)</sup>）で適用された水表面の法線方向の決定方法を3次元に拡張して適用する．すなわち，粒子 $i$ の周囲6点の粒子数密度の勾配を基準にして，法線方向の単位ベクトルを，

$$\mathbf{a}_i = \frac{n_i^{+x} - n_i^{-x}}{2l_0} \boldsymbol{\xi}_x + \frac{n_i^{+y} - n_i^{-y}}{2l_0} \boldsymbol{\xi}_y + \frac{n_i^{+z} - n_i^{-z}}{2l_0} \boldsymbol{\xi}_z \quad (5.4)$$

$$\mathbf{n}_i = \frac{\mathbf{a}_i}{|\mathbf{a}_i|} = (n_{xi}, n_{yi}, n_{zi}) \quad (5.5)$$

と記述する（ $l_0$ ：初期粒子間距離（ $=d$ ））．粒子 $i$ の周囲6点の粒子数密度は， $n_i^{\pm x}(\mathbf{r}_i \pm l_0 \boldsymbol{\xi}_x)$ ， $n_i^{\pm y}(\mathbf{r}_i \pm l_0 \boldsymbol{\xi}_y)$ ， $n_i^{\pm z}(\mathbf{r}_i \pm l_0 \boldsymbol{\xi}_z)$ である．ただし，ここでの粒子数密度の計算には，top-hat型の重み関数

$$w_f(r) = \begin{cases} 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad (5.6)$$

が適用され，脚構成粒子の寄与のみが加算される．重み関数 $w_f$ の影響半径については $r_e = 3.1d$ とした．

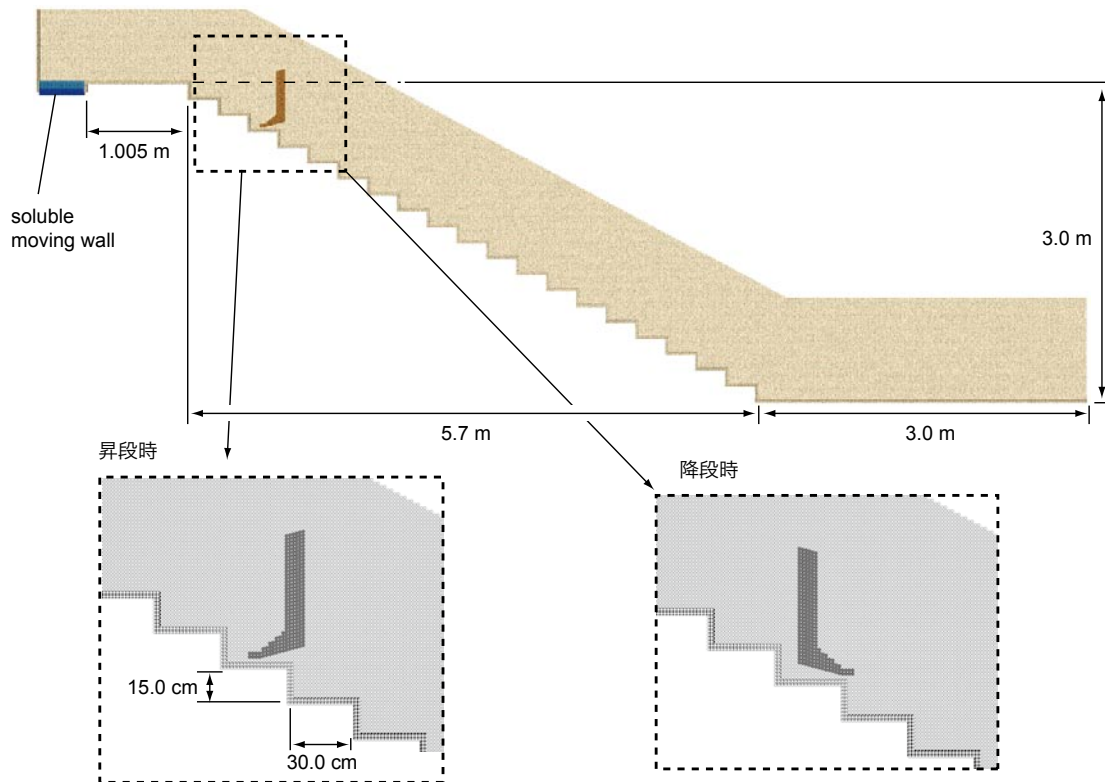


図-5.13 階段モデル（計算領域）

## (2) 階段上の脚モデルに作用する流体力

図-5.13 に本研究で用いた階段モデル（計算領域）を示す．モデル諸元は，石垣ら<sup>3),4)</sup>の実験模型とほぼ同様である．階段部は，一段当たり踏み幅  $l_{sta}=30.0$  cm，高さ  $h_{sta}=15.0$  cm，幅員  $w_{sta}=1.005$  m の段が 20 段設置されている．脚型模型は下から 17 段目の水路中央に設置した．左端の soluble moving wall<sup>8)</sup>（可溶性移動壁）から水路に一定の流量を供給する．流入流量は，石垣らの実験式 ( $q=1.98h_{gl}^{1.621}$ ) により地上水深  $h_{gl}$  に換算して， $h_{gl}=0.2, 0.3, 0.4$  m の 3 段階に設定し，脚のつま先方向が昇段と降段について合計 6 ケースの計算を実施した．下流端の流境界は自由流出とした．粒子径は 0.015 m，総粒子数は，地上水深  $h_{gl}=0.2$  m で約 700,000 個， $h_{gl}=0.3$  m で 800,000 個，そして  $h_{gl}=0.4$  m で 1,000,000 個である．

図-5.14 に計算結果の一例を示す．流入水が脚型模型と衝突し，飛沫を上げながら流下していく様子が分かる．階段の中間部の 7~13 段目に設けた水表面の観測点における時空間平均流速は， $h_{gl}=0.2$  m で 2.3 m/s， $h_{gl}=0.3$  m で 3.7 m/s， $h_{gl}=0.4$  m で 4.4 m/s であった．石垣らの水理実験では，カラーボールをトレーサーとして撮影されたビデオ画像から流速が算定され，それぞれ  $h_{gl}=0.2$  m で 2.8 m/s， $h_{gl}=0.3$  m で 4.0 m/s， $h_{gl}=0.4$  m で 4.8 m/s であり，両者は概ね一致している．図-5.15 に，流体力に関して石垣らの水理実験による計測結果<sup>4)</sup>との比較を示す．石垣らの水理実験で計測された流体力は，図-5.12 で示した脚型模型にスニーカーを履かせた状態で踝（くる



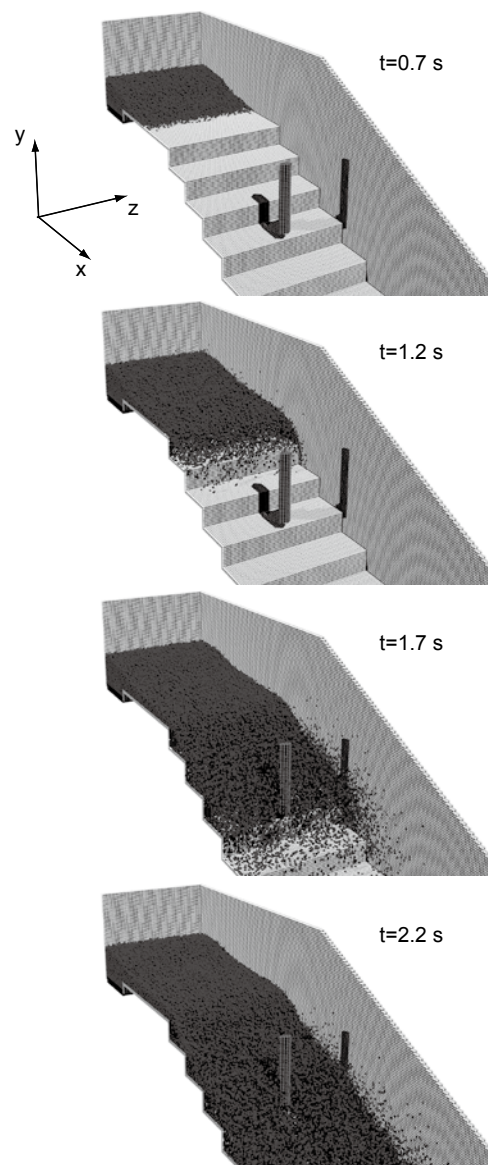


図-5.14 階段上の流れ ( $h_g=0.2$  m, 昇段時)

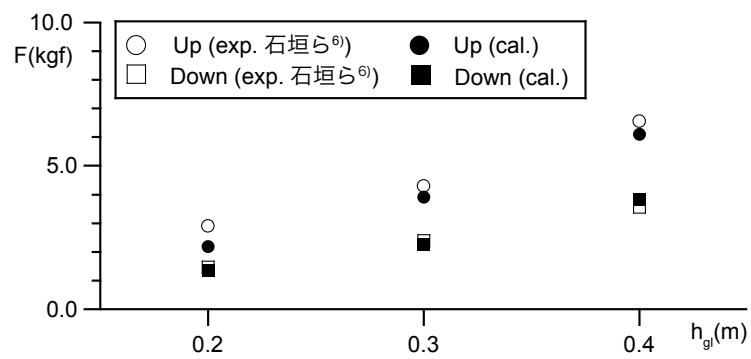


図-5.15 流体力の比較

ぶし)の高さに集中荷重が作用すると仮定して算定した値である。計算で得られた流体抗力と実験値との対応は良好であることから、脚型表面の摩擦抵抗(スニーカーの有無に依存すると考えられる)よりも形状抵抗が全抗力に対して支配的であることが示唆される。

### (3) 脚周辺における階段上流れの流況

測定結果に見られる昇段時と降段時の流体力の差について、脚周辺の流れ場の流況に基づいて考察する。図-5.16 に、 $h_g=0.4$  m の際の脚周辺における水位分布を示す。水深  $h$  は、virtual bed から水面までの鉛直方向の距離である。水面は、MPS 法の標準的自由表面粒子判定条件 ( $n_i < \beta n_0$ ; 定数  $\beta=0.97$ ) を満足する水粒子を除外した状態で最も高い位置に存在する粒子の座標として推定した。流れ場は昇段・降段ともに射流(昇段:  $Fr=2.7$ , 降段:  $Fr=2.2$ ; 図-5.16 の破線内の流速および水深の平均値により算定)であり、水面の擾乱は脚より下流にのみ伝播し、脚の後流域に低水位領域が出現する。脚の直下流の衝撃波面(図中の黄色点線の方角)の成す角として Mach 角  $\beta_0$  を求めると、昇段時  $23.4^\circ$ 、降段時  $27.3^\circ$  であった。路床が階段状であり、後流域内での水面変動も激しいため、水平床上の高速流で見られるような直線的な衝撃波面が生じないの言うまでもない。脚型モデルへの接近流(脚型の中央線に対して対称に脚型の上流側  $0.3$  m  $\times$   $0.3$  m の領域; 図中の破線)の水深の空間平均値  $h_{us}$  と主流方向流速の空間平均値  $V_{us}$  を用いて

$$\beta_0 = \sin^{-1}(V_{us} / \sqrt{gh_{us}}) \quad (5.7)$$

から Mach 角を求めると、昇段時  $21.4^\circ$ 、降段時  $27.1^\circ$  となり、脚部直下流の衝撃波面の成す角から求めた値と概ね良好な一致を示した。

図-5.17 に、水路中央断面における流速ベクトルを示す。 $x$  軸方向および  $y$  軸方向ともに  $1.0$  cm 間隔で設置された Euler 観測点での時間平均値(流れが十分に発達した時刻  $t=3.5$  s を中心とした  $0.5$  s 間のインターバル平均)を表示している。両者に共通して、脚モデルを設置した段の一段上の段では skimming flow の特徴である渦構造が隅角部に現れ、また、昇段時は足の甲、降段時は踵(かかと)と段の垂直な面の間にも更に鮮明な渦構造が見られる。脚より下流では乱れが大きく特徴は明確にはつかめないが、昇段時は脚の存在する段の 2 段下流側でも先述の隅角部の渦構造が回復していないのに対して、降段時は少なくとも 2 段下流側には隅角部の渦らしき循環が見られ、回復が速やかなようである。しかし、このことが脚型に作用する流体力の相違とどのように結びつくのかは不明で、少なくとも鉛直断面な流況からは、昇段・降段による流体力の相違の理由は明瞭ではない。

図-5.18 に、踵を横切るレベル  $y=2.745$  m での切断面( $x$ - $z$  平面; 図中の破線)における流速ベクトルを示す。表示されている流速は、図-5.17 と同様に  $1.0$  cm 間隔で設置された Euler 観測点での時間平均値である。昇段時では、脚前面(脚の甲)に衝突した流れは  $z$  軸方向に流向を

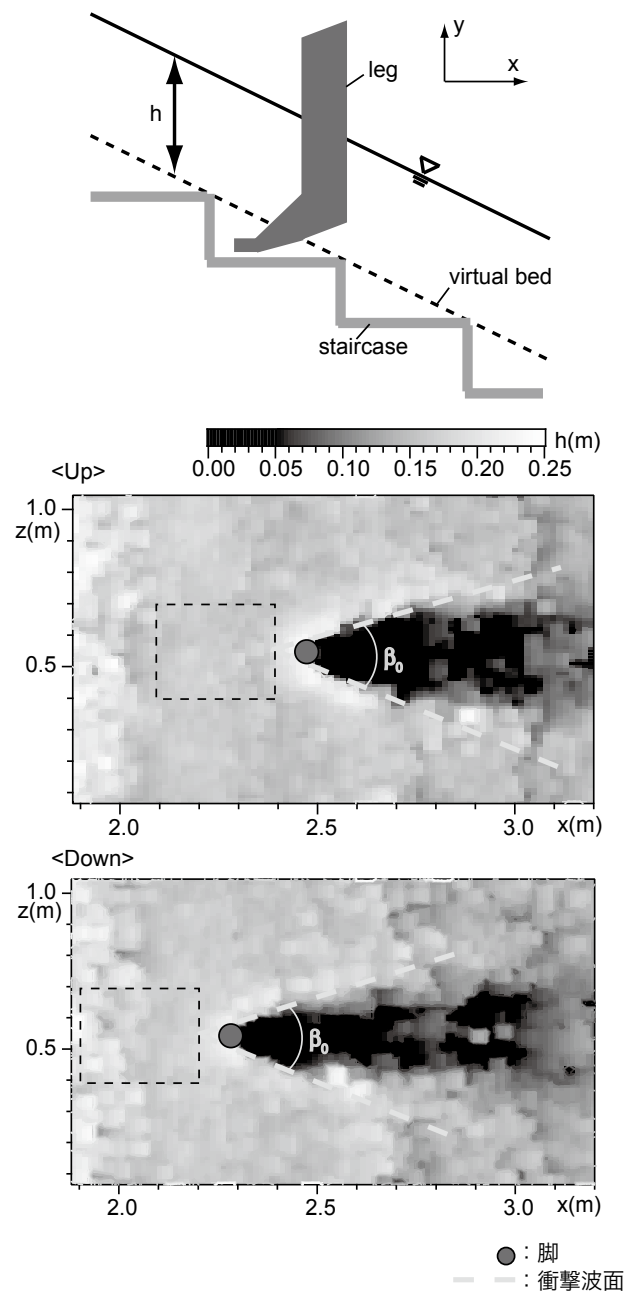


図-5.16 水位分布

90° 変化させる．これにより発生した大規模な外向き（脚から離れる向き）の流れは，脚の下流側端部で剥離流線を外側（脚から離れる側）へ向わせることとなり，後流域が拡大する．一方，降段時では，脚前面（踵）に衝突した流れは脚前面に沿って向きを変えるが，これに誘発される外向きの流れは昇段時と比較して小規模であり，脚の下流端部の剥離流線は内向き（脚の中心軸（ $x$  軸方向）に近づく向き）となる．よって後流域は，昇段時と比較して小さくなる．両者にこのような流線の違いが見られたのは，流れが衝突する側の脚の形状が異なるからであり，このことは円柱と角柱の抗力係数の違いからも明らかである．一辺を接近流向に直行させて配

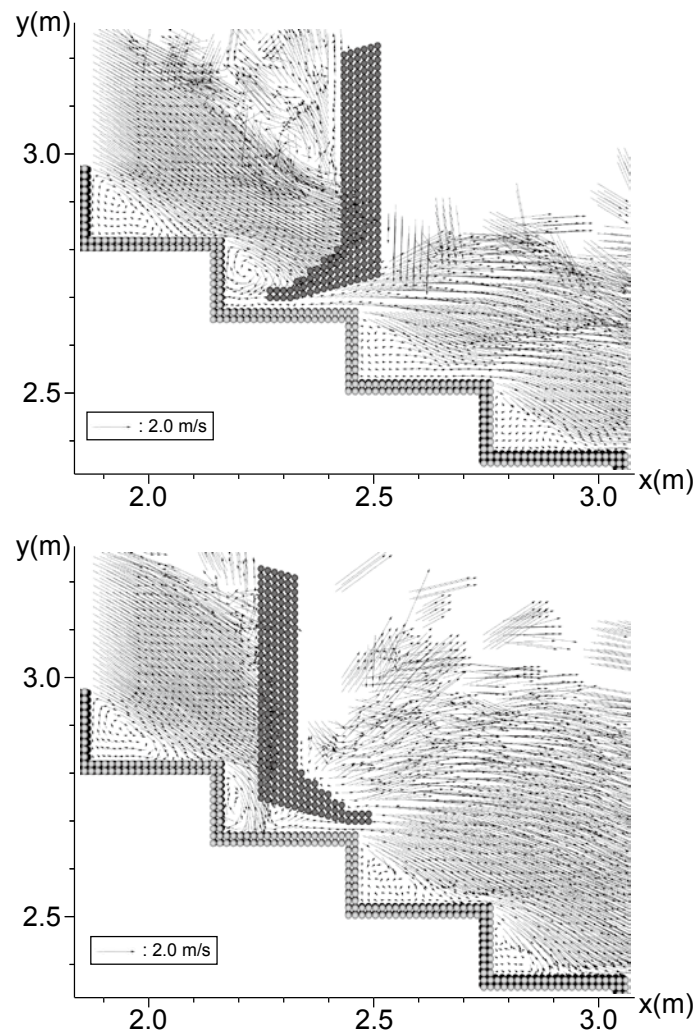


図-5.17 水路中央断面における流況

置された角柱の抗力係数は円柱（直径が角柱の一辺と同一）の抗力係数の 2 倍であることが知られている<sup>12)</sup>。複雑な境界条件下での 3 次元的な流れ場であるので、平面 2 次元場のみで論じることができないのは明らかではあるが、ここで見られた流況の相違は脚の甲のレベルの各水平断面内で共通したものと考えられ、それらが集積すれば昇段と降段で有意な流体力の差が生じることになるだろう。

#### 5.1.4 結 語

本節では、階段上流れに関する流況再現を実施した。5.1.2 項では、流入流量と斜面勾配の組み合わせによる流況の分類に関して、既往の実験結果との整合性が得られ、また流速分布においても実験結果と比較して概ね良好な対応が見られた。ただし、乱流モデルが導入されていない

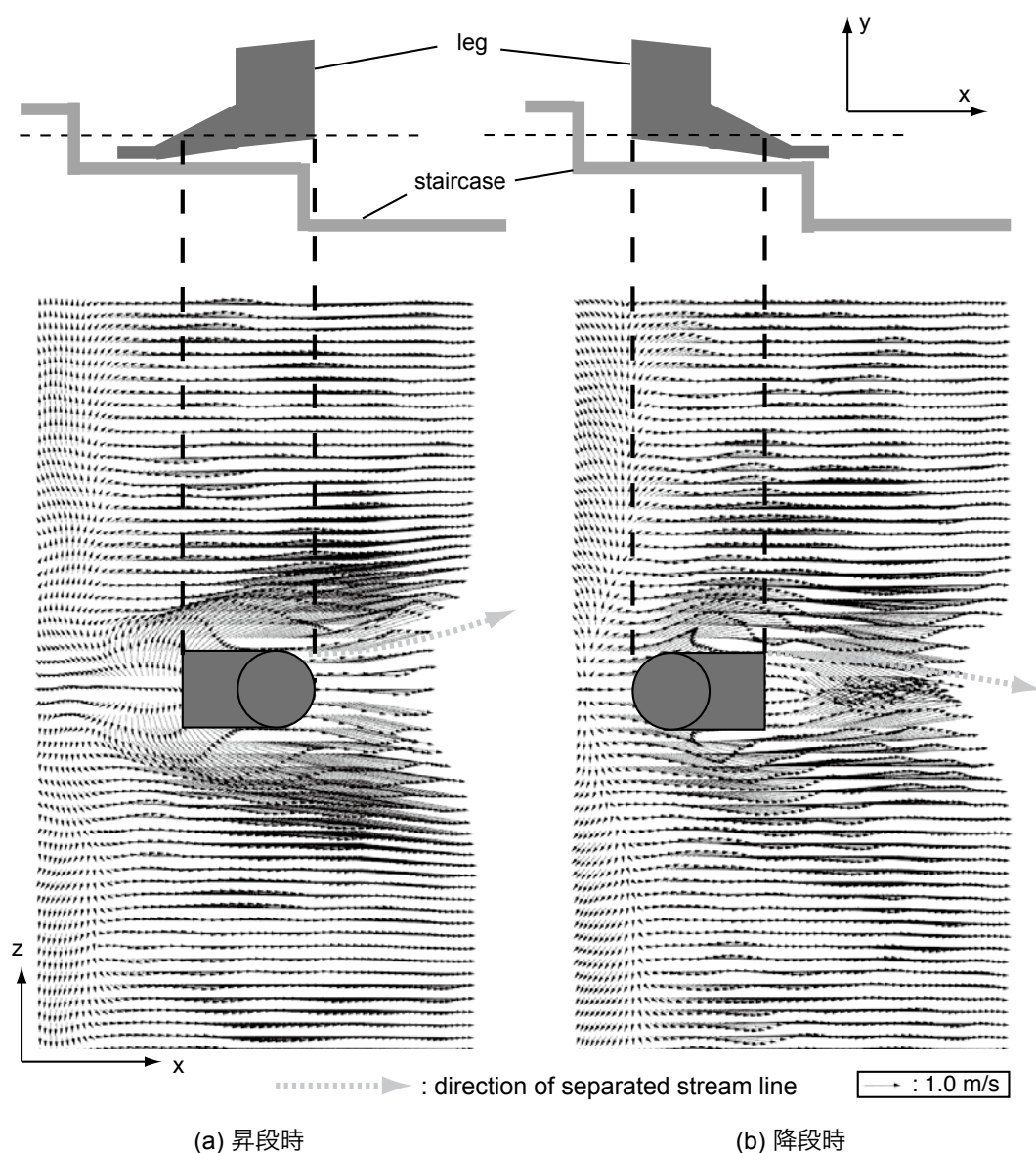


図-5.18 脚近傍の平面流況

いため、粒子径以上のレベルの平均的な流れを再現したにすぎない。また、単相流計算のため、隅角部に生じる air chamber の膨張・収縮が評価できていない。これらの点について、乱流モデル<sup>8)</sup> および気液二相流モデル（6.3 節参照）の3次元化を今後実施する必要がある。一方、5.1.3 項では、実スケールの階段模型を対象に 3D-MPS 法を適用して、階段状水路での脚型模型に作用する流体力評価を行い、既往の水理実験で測定された流体力との対応が良好であることを確認した。脚型模型周辺の流れ場の解析については、少なくとも実験では計測の困難な状況で流速場の把握が可能であるという意味では、解析ツールとしての本手法の有用性の一端は示されたものとする。また、特に人間による登段実験は被験者に対する危険度が高く、事故への危険も少なくない。その意味でも数値解析での代替が必要と言えるだろう。

## 5.2 ストリーム型数値魚道の構築

### 5.2.1 研究の背景

ダム・堰等の河川横断型水利構造物は、遡河性魚類のハビタートを分断することがあり、水産資源の保護だけでなく河川生態系保全の面からも魚道の整備が重要である。魚道には様々な形態のものがあり、膨大な水利模型実験や現地でのモニタリングの継続によって蓄積された経験的水理学に基づく設計法が確立されている（例えば、廣瀬・中村<sup>13)</sup>）。既存の設計概念・設計手法は十分に合理的なものではあるが、従来から最新の解析法を積極的に取り込んできた水工水理学の発展の経緯に鑑みれば、近年の水理学の数値流体力学的側面の進歩を反映させた魚道設計について模索することは、やはり重要な課題であると考ええる。

水理学的観点から魚類の遡上可能性を判断するには、1) 対象魚の遊泳速度以下（少なくとも瞬発速度以下）の流速領域が十分に断面内に確保されているか、2) 対象地点の維持流量に対して適切な水深が確保できるか、という点に注目する必要がある。一般に、複雑な 3 次元急変流である魚道内流れは数値解析が困難であり、水利実験に依存した設計が行われてきた。しかし、断面内流速分布を支配する物理的機構の把握が可能となれば、魚道内流れの普遍的理解が進んで、従来より更に合理的な設計法の提案への道を拓くこととなるはずである。辻本ら<sup>14)</sup>は、従来の魚道の水利設計で扱われてきた流下方向に平均化された流れの構造を再現することを目的に、準 3 次元流れの支配方程式に阻流板（フィン）による抗力項（フィンスケールの空間平均的抗力）を導入した数値解析を提案し、ストリーム型魚道の流速分布構造の再現を試みた。

魚道の水利的特徴は、1) 阻流板等の複雑境界条件下の 3 次元の局所的急変流であること、2) 水塊分裂・飛沫の発生を伴う自由表面流であること、3) 大量の気泡を連行した気液混相流であること、等である。辻本らの解析では、阻流板の存在は流下方向に平均化された抗力として表現されているが、阻流板の流下方向密度が高く、阻流板高さ（相対粗度）が極めて大きい魚道内流れでは、流れの流下方向変化は著しく、流下方向の平均化の妥当性は明確ではない。また、辻本らの解析では、自由表面は固定境界として扱われているが、現実には激しい水面変動が存在し、自由表面流解析が不可欠である。

本節では、これら 2 点（上記水利的特徴の 1) および 2)）を陽に記述するため、ストリーム型魚道を対象に、3 次元粒子法による数値解析を実施する。辻本らの解析は、当時の解析技術を十分に生かして魚道内流れの普遍的理解を目指した意義深い研究であることには疑念はないが、約 10 年前に実施されたものであり、この間の自由表面流解析の進歩を反映した解析を実施して、state of the art を示すことは有意義であると考ええる。また、上記 3) の気泡混入に関しても重要で



あるが、現在の汎用計算機の演算性能に照らして考えると、3次元気液混相流解析は依然として高負荷であり、本節では、単相流モデルによる解析を行うこととした。

### 5.2.2 複雑固定壁境界の構築

標準型 MPS 法における壁面条件は、壁面付近の粒子の粒子数密度を正しく計算するために、水粒子と接する壁表面粒子の他に2層以上のダミー壁粒子を配置することが必要となる。しかし、本節で扱う阻流板のような薄肉構造物の構成を3層の粒子の配列で行うと、必然的に粒径を小さくせざるを得なくなり、その分だけ計算負荷も増加するので得策ではない。したがって本節では、Chikazawa ら<sup>15)</sup>と同様の方法によって、1層の壁粒子のみで薄肉構造物を構成する。壁を1層の粒子で構成する際には、その壁近傍に存在する粒子において、ダミー粒子の寄与分を別に与える必要が生じる。具体的には、

$$n_i = \sum_{j \in \text{fluid}} w(|\mathbf{r}_{ij}|) + \sum_{j \in \text{shell}} w_s(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (5.8)$$

$$w_s(|\mathbf{r}_{ij}|) = w(|\mathbf{r}_{ij}|) + w_D(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (5.9)$$

として計算する ( $w_D$ : 薄肉壁背後の寄与分)。本節で扱う薄肉壁は剛体であるので、薄肉壁の背後に規則的に配列された仮想的なダミー粒子が存在すると仮定して  $w_D$  を計算する。また、薄肉壁の表面と裏面それぞれに接する流体に対して、表裏で別の圧力を与えるために、薄肉壁粒子1個につき2個の圧力変数を導入する。薄肉壁近傍の粒子に対しては、その粒子が何れの側に存在するのか判定し、表ないし裏の圧力変数を用いて相互作用を計算することで、安定した計算が可能になる。

薄肉壁近傍の粒子は、その影響範囲内に壁の裏側の粒子を含むことがあるので、互いの影響を受けないように、裏側の粒子の寄与分を排除して計算する必要がある。ただし、阻流板のエッジ付近においては排除される粒子の判定に工夫を要する。図-5.19 は、流路を水平方向に切断した断面 ( $x$ - $z$  平面に平行; 図-5.20 参照) を図に示したものである。まず、阻流板近傍の水粒子に最も近い阻流板構成粒子との距離および水粒子と阻流板エッジ部の粒子 (図中の F) との距離を測定する。両者を比較して、粒子 F との距離の方が遠い場合は阻流板の裏側に非影響範囲を設定する。図で言えば、粒子 C は本来の影響範囲内に粒子 E を含むが、粒子 E とは粒子間相互作用を計算しない。同様に、粒子 B は粒子 D に影響を与えない。一方、粒子 A は粒子 F 自体が最近傍の阻流板構成粒子であるから非影響範囲が設定されず、粒子 D との相互作用が計算される。

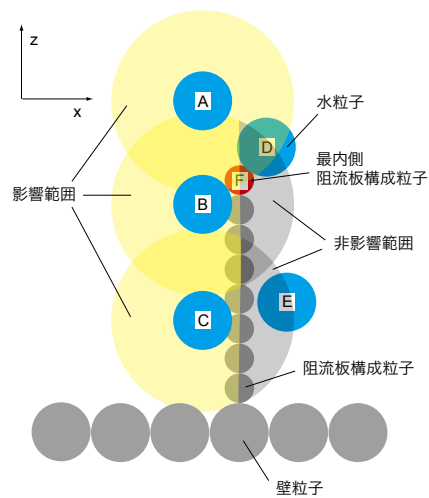


図-5.19 薄肉壁近傍における流体の相互作用

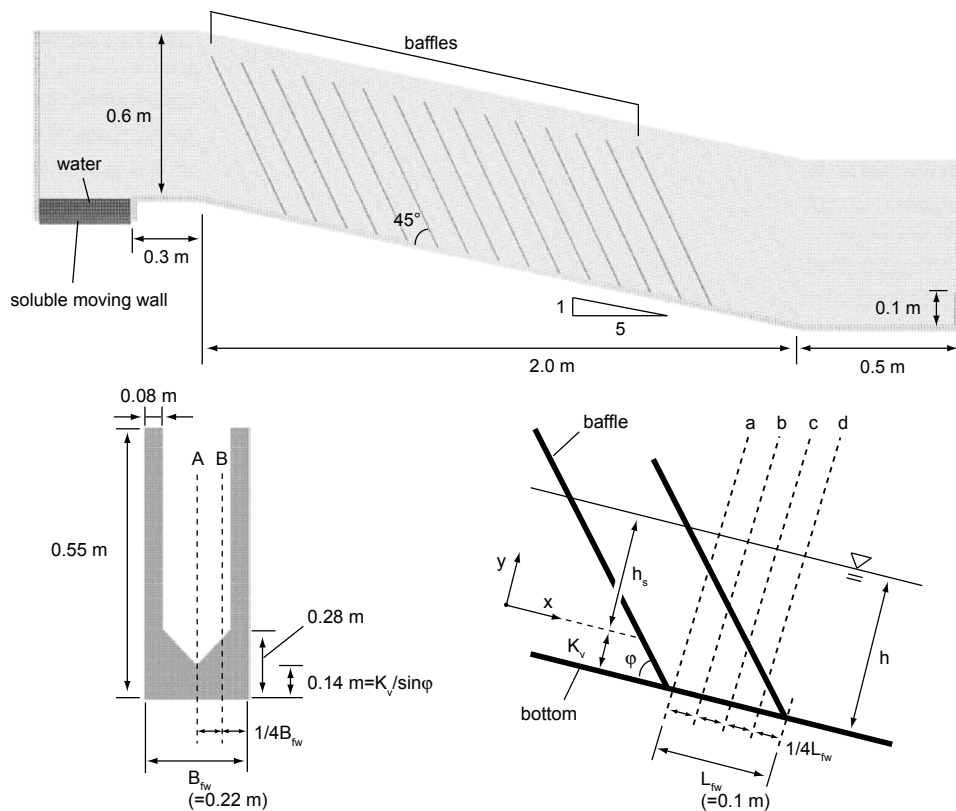


図-5.20 デニール型数値魚道

### 5.2.3 デニール型数値魚道

#### (1) 魚道内の流況

図-5.20 に数値魚道の諸元を示す。左端の底面の流入境界から 0.3 m の水平床を経て、勾配 1/5、長さ 2.0 m の下り斜面を接続し、下流端には 0.5 m の水平床が設けられている。流路幅は



0.22 m で、下流端には、高さ 0.1 m の堰を設けて段落ちとしている。阻流板は、斜面に対して  $45^\circ$  の角度を成すように、0.1 m 間隔で 15 枚設置した。なお、計算領域の Katopodis らの水理実験<sup>16)</sup>に対する幾何縮尺は 2/5 であり、水理条件は Froude 相似を満足するように算定した。流入境界には、可溶性移動壁<sup>8)</sup>を用い、常に一定の流量 ( $Q=0.044 \text{ m}^3/\text{s}$ ) を水路に供給した。基準粒径は 1.0 cm、阻流板構成粒子の粒径は 0.5 cm とした。総粒子数は約 400,000 個である。

図-5.21 および図-5.22 に計算結果の瞬間像を示す。左端より魚道内に流入した流水が、阻流板と衝突し、飛沫を上げながら流下していく。ただし、本節では単相流で再現計算を実施したため、実験で見られるような水中への気泡の混入は再現できない。

図-5.23 に、上流側から 5 番目と 6 番目の阻流板の間で計測した水位時系列を示す。中間色の線が水路中央、濃色と淡色の線はそれぞれ両側の壁から 2.5 cm 離れた点で計測された値である。水路中央が壁際 2 点より 5.0 cm 程度水位が高くなっているが、このことは既往の実験<sup>17)</sup>における水位測定から知られている事実と一致する。なお、流れが十分に発達した時刻  $t=8.0 \text{ s}$  において、上流側から 9 番目と 10 番目の阻流板の間での平均値（断面平均流速、水深）を用いて算定した Froude 数と Reynolds 数は、 $Fr=0.326$ ,  $Re=1.9 \times 10^5$  であった。

## (2) 流速分布

図-5.24 に水路中央断面における主流速方向流速の鉛直分布を Katopodis ら<sup>16)</sup>の水理実験結果と比較して示す。図中の  $u_m$  は  $y=0.75h_s$  における主流速方向流速  $u_x$  である ( $h_s$ : 有効水深; 図-5.20 参照)。  $y/h_s=0.4$  以下の領域では計算値が若干小さくなるものの、実験値との対応は概ね良好である。

図-5.25 に、上流から数えて 9 番目と 10 番目の阻流板間の各断面の鉛直流速分布（時刻  $t=8.0 \text{ s}$  から 1.0 s 間のインターバル平均）を示す。図-5.25 の左図は、主流 ( $x$  軸) 方向成分  $u_x$  について、右図は鉛直 ( $y$  軸) 方向成分  $u_y$  について各断面における鉛直分布を併示している。まず、縦断面 A（水路中央）において横断面 a,b,c,d（位置は図-5.20 参照）を比較すると、 $u_x$ ,  $u_y$  の何れにも断面ごとの顕著な差異は見られない。主流方向成分  $u_x$  は、底面から  $y=0.2 \text{ m}$  付近までは緩やかに増加し、 $y=0.2 \text{ m}$  で勾配を変化させ、水面に向かって急増する。鉛直方向成分  $u_y$  は、底面から  $y=0.09 \text{ m}$  まで増加し、 $y=0.09 \text{ m}$  付近でピークを示して水面に向かって減少する。すなわち、 $y=0.09 \text{ m}$  付近において上昇流速が最大となる。一方で、縦断面 B（阻流板のエッジ近傍）では、主流方向成分  $u_x$  については横断面 a,b,c,d で大きな差異は見られない。 $u_x$  成分は、 $y=0.03 \text{ m}$  近辺から急増し、 $y=0.07 \text{ m}$  近傍でピークをとった後に減少に転じ、 $y=0.19 \text{ m}$  付近で極小値をとった後に再び増加に転じて水面に達する。このような傾向 ( $y=0.09 \text{ m}$  近傍でのピークの存在) は、辻本ら<sup>14)</sup>の計算による流速の等値線図からも読み取ることができる。鉛直方向成分  $u_y$  については、 $y=0.0-0.08 \text{ m}$  の領域において断面 a および b と断面 c および d とで傾向が異なり、断面 a お

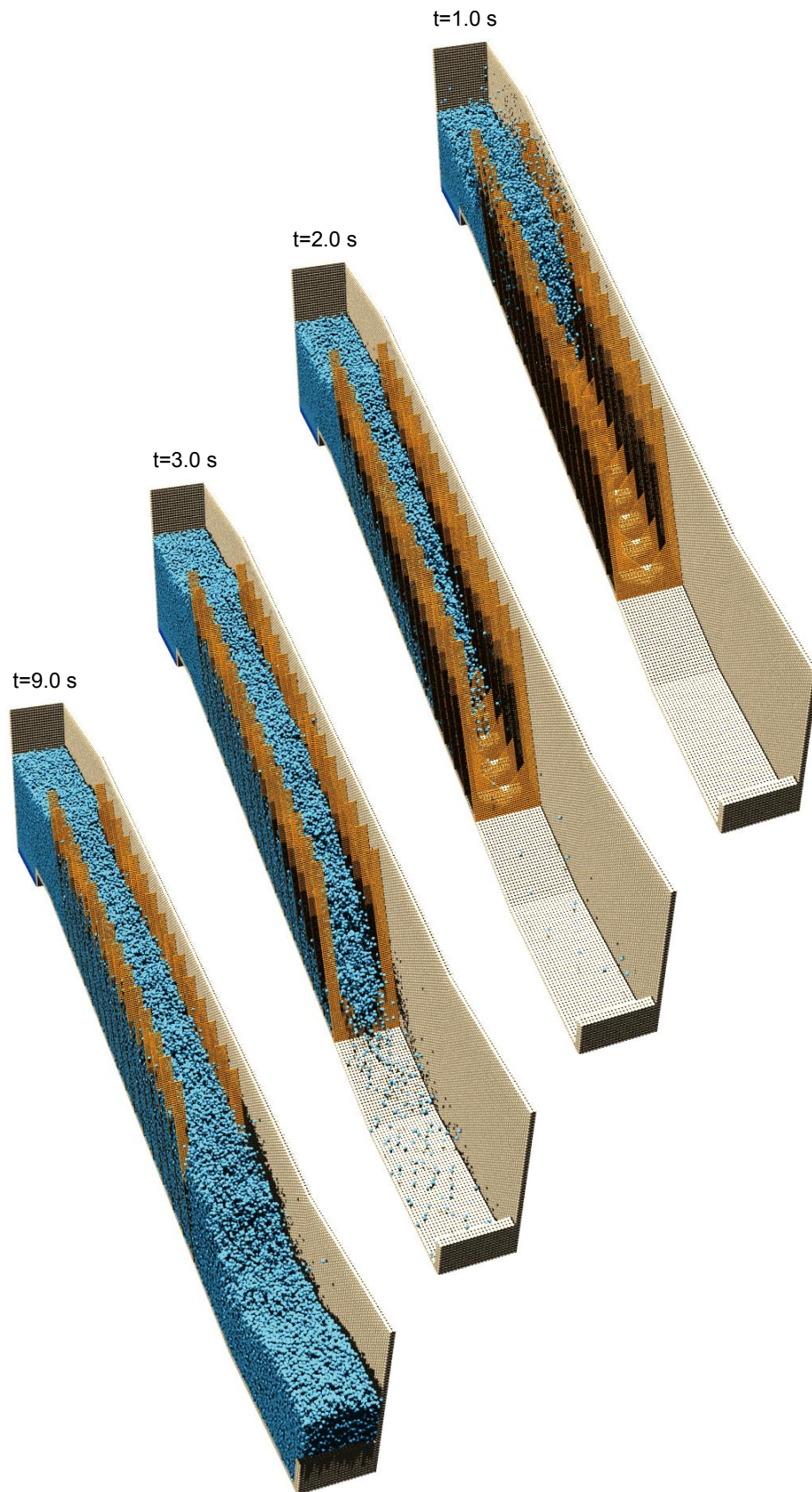


図-5.21 デニール型魚道流下過程

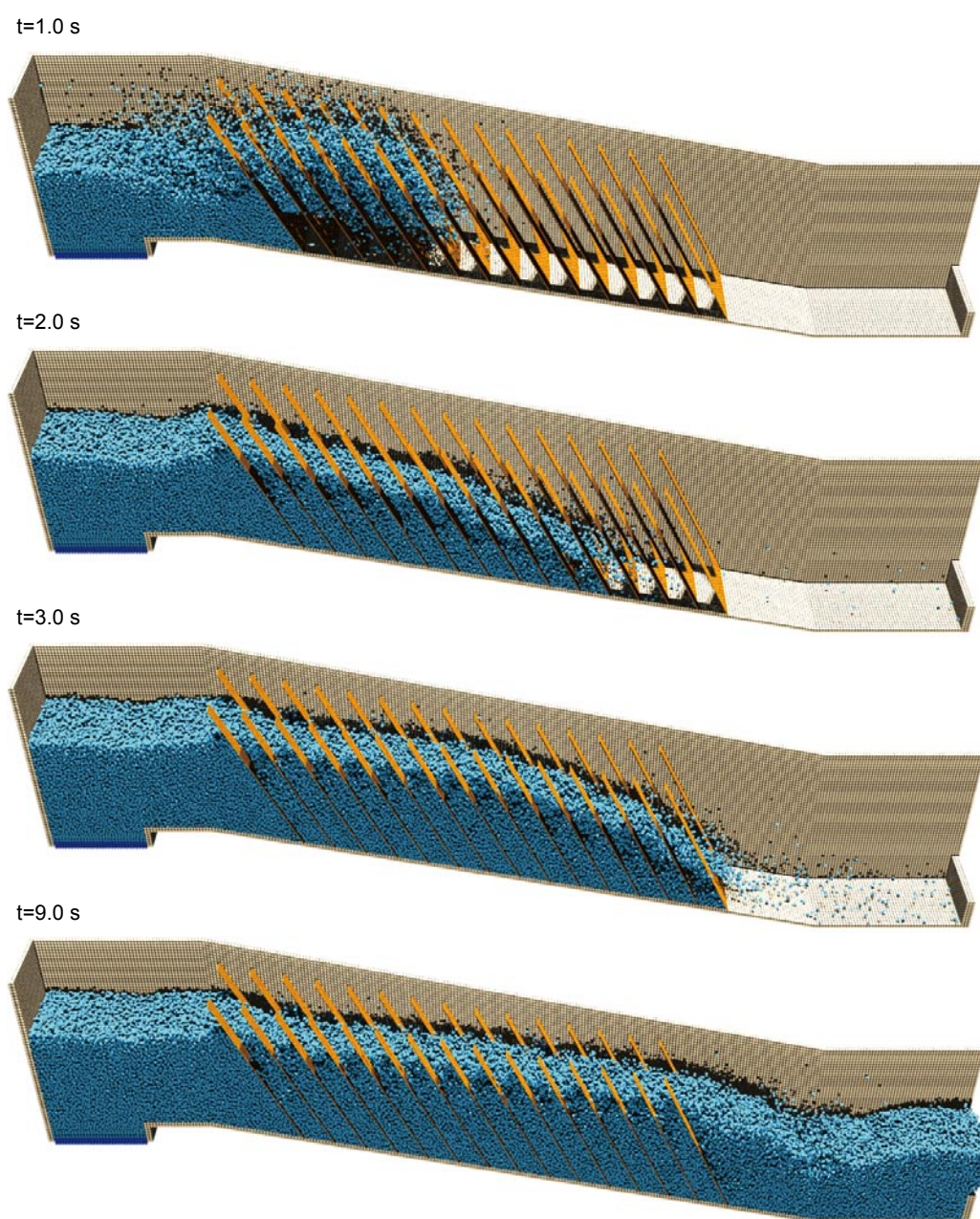


図-5.22 魚道内流れ (side view)

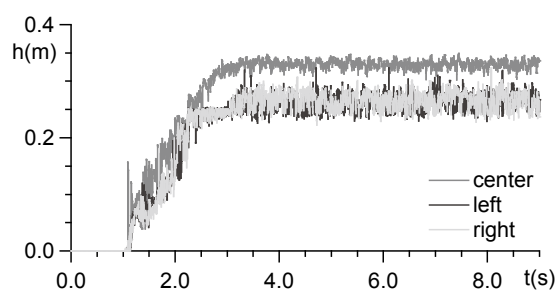


図-5.23 水位時系列

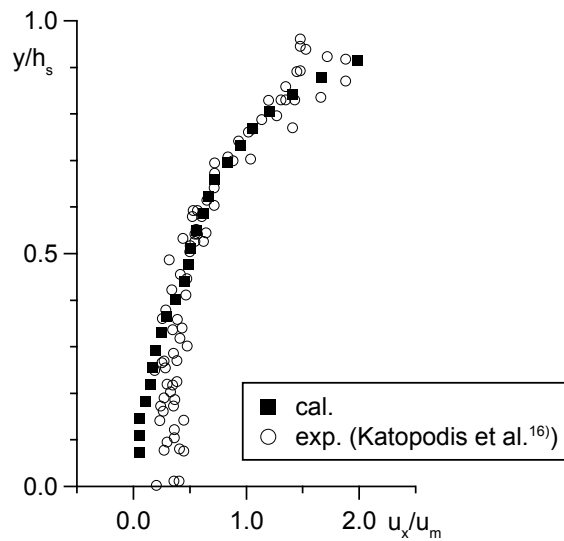


図-5.24 鉛直流速分布（実験との比較）

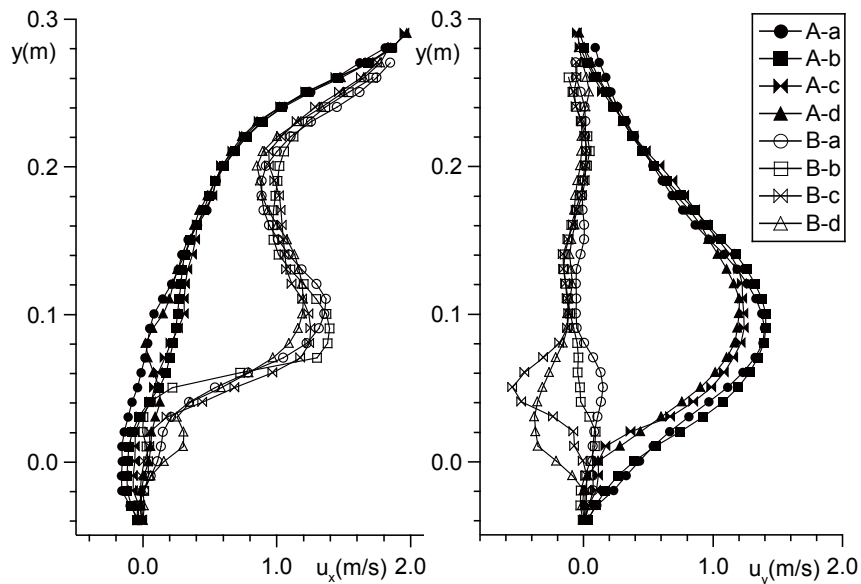


図-5.25 断面別鉛直流速分布（左：主流方向流速, 右：鉛直方向流速）

よび b ではほぼゼロ近傍の値を示すのに対して，断面 c および d では明らかに負の値を示す．これは，断面 c と d が底面近傍（それぞれ  $y=0.06\text{ m}$  と  $y=0.03\text{ m}$ ）で阻流板と交差しており，その周辺で阻流板に沿う下降流が生じるためと考えられる．

### (3) 断面構造

#### i) x-y 断面

図-5.26 に，x-y 断面における流速ベクトル図を示す．図-5.26 の上図は水路中央断面であり，下図は側壁近傍における断面である．それぞれの図は，x 軸 y 軸ともに  $1.0\text{ cm}$  間隔で格子状に配



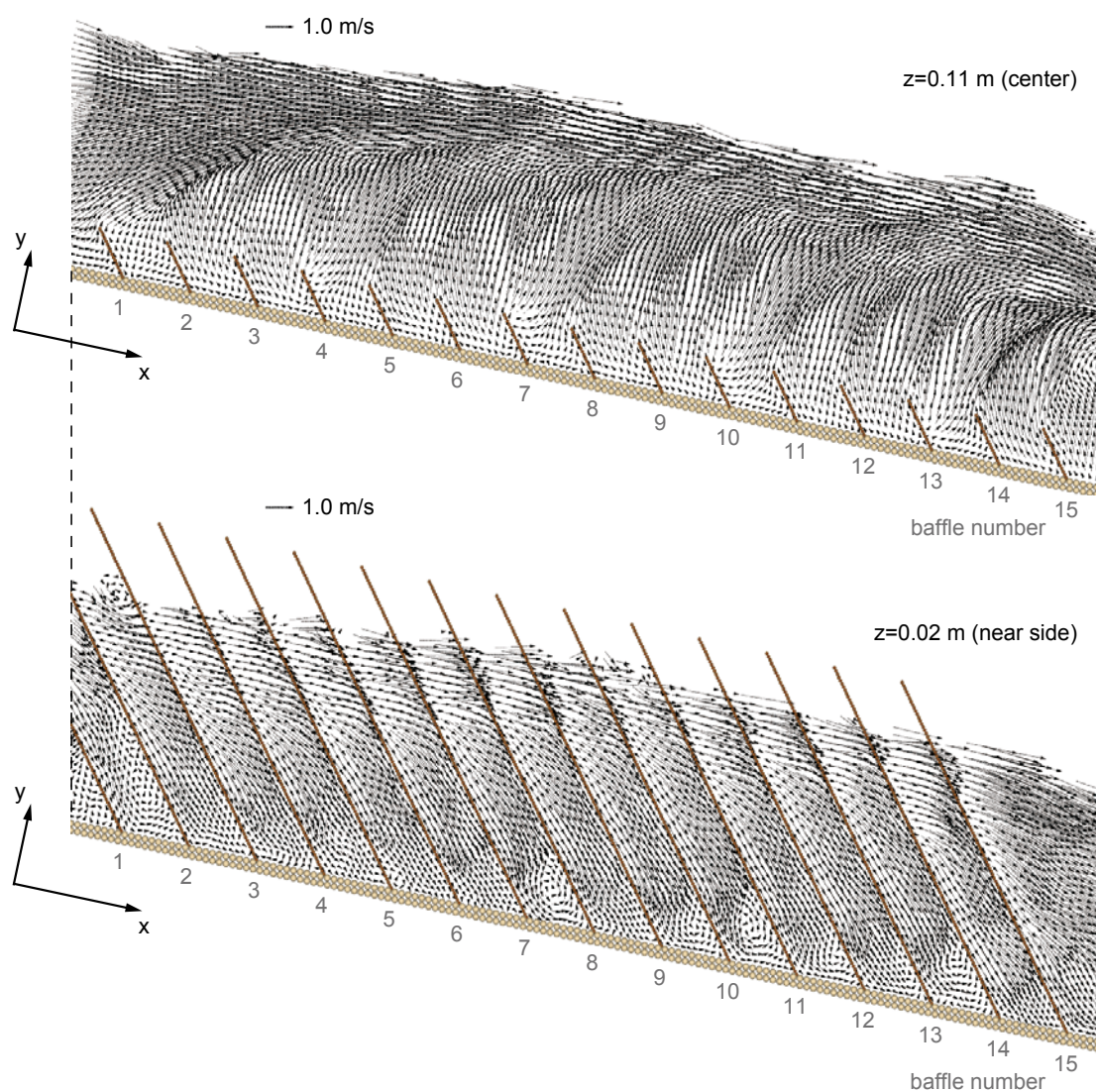


図-5.26  $x$ - $y$  断面における流速ベクトル

置された Euler 観測点における時間平均値 ( $t=7.0\sim9.0$  s の 2 秒間) を表示している. なお, Euler 観測点において, 観測点近傍 (粒子径の 1.5 倍の範囲) に MPS 法の標準的自由水面粒子の判定条件を満足する粒子しか存在しない場合には, 観測値を表示していない. 図-5.26 より, 等間隔に同形の阻流板が配置されているにも関わらず, 流況は一定ではない. まず, 1 番目の阻流板に流れが衝突し, 斜め上に水面に向かう流れが発生している. 水面付近ではほぼ路床の傾斜と平行した流れが生じている. また, 5 番目の阻流板を起点として 3 枚に一度の間隔で阻流板の上端 (この断面では V 字の先端に相当する) から右斜め上に向う流れが顕在化している. 図-5.26 下図と合わせて見ると, それらの阻流板 (5, 8, 11, 14) の上流側の路床付近で小さな半時計回りの渦が発生している. このような阻流板間隔の 3 倍波長の周期的な構造が見られたのは非常に興味深い. ただし, 本計算における魚道は必ずしも十分な長さとなっていないため, この構造が

さらに下流側でも安定して存在するか否かを確認するには追加計算が必要である。なお、既往の水理実験ではこの種の流速分布は測定が困難であり、実験面の記述は既報に見当たらない。

#### ii) $x$ - $z$ 断面

図-5.27 は、半水深での切断面 ( $x$ - $z$  断面) における流速ベクトル (0.2 秒間の時間平均値) である。上流側 (6 番目の阻流板付近まで) は 1 秒間を通じて流れに変化は見られないが、下流側では、流速ベクトルの向きが左右に揺らいでいることがわかる。例えば、13~15 番目の阻流板周辺の流れに注目すると、 $t=7.2$  s で魚道の中心より左岸側で側壁に向かう流れが見られ、右岸側は流下方向に直線的である。その後  $t=7.4$  s では、14 番目の阻流板付近において右岸側に側壁よりの流れが発生し、それをトリガーとするように逆に右岸側に側壁よりの流れが顕在化し、左岸側は直線的になる ( $t=7.6$  s~ $t=7.8$  s)。そして再び、左岸の側壁よりの流れが卓越する ( $t=8.0$  s~ $t=8.2$  s)。このように、上流側と下流側で異なる流況が見られた。

#### iii) $y$ - $z$ 断面

図-5.28 および図-5.29 に、図-5.20 で示した横断面 a,b,c,d における  $y$ - $z$  断面内流速ベクトル図と、各方向の流速の強度分布図 (図-5.28 は  $t=7.0$ ~ $9.0$  s の 2 秒間の時間平均値、図-5.29 は 0.2 秒間の時間平均値で流速強度図は主流方向のみ) を示す。観測断面は、9~10 番目の阻流板間 (図-5.28) と、13~14 番目の阻流板間 (図-5.29) である。ベクトル図中の粒子の列は阻流板を表す。中村<sup>18)</sup>によれば、魚の突進速度は  $10 \times$  体長 / 秒である。これを参考に体長 0.1 m 程度の魚を想定して流速強度のスケールを決定した。

まず、図-5.27 で比較的安定した流れの見られた上流側 (図-5.28) に注目すると、流速ベクトル図を見ると、4 断面ともに共通して水路中央軸に対してほぼ線対称な構造である。また、水路中央で上昇流、側壁近傍で下降流が生じる渦構造が見られる。このような渦構造は、和田ら<sup>17)</sup>の実験による観測および辻本ら<sup>14)</sup>の阻流板の抗力を主流方向に平均化して考慮した縦断面平均型の境界条件下の  $k$ - $\epsilon$  モデルによる計算結果と同様の傾向を示している。4 断面ともに渦構造は明瞭だが、断面によって若干渦の形状が異なる。渦の中心の位置はほぼ不変であるが、断面 a および b に比べて断面 c および d は  $y$  軸方向に引き伸ばされた様相を呈している。これは、阻流板の上方では流れが阻流板に衝突するために鉛直方向流速が減少することと関係している、阻流板に平行な断面内で見れば、連続的な下降流が阻流板に沿って生じていることは勿論である。

流速強度分布図の主流方向の図を流速ベクトル図と比較して見ると、渦の中心の近傍で主流速の大きい領域が存在することがわかる。水路中央は図-5.25 からわかる通り、比較的流速の小さい領域が水面近くまで発達しているため、その領域を取り囲むようにして主流速の大きい領域が  $\Omega$  字状に発達している。

次に、図-5.29 を見ると、上流側では先述したようにほぼ線対称に渦が存在していたのに対して、下流域では左右の渦の中心が交互に上下移動し、水路中央の上昇流がそれに伴って左右に



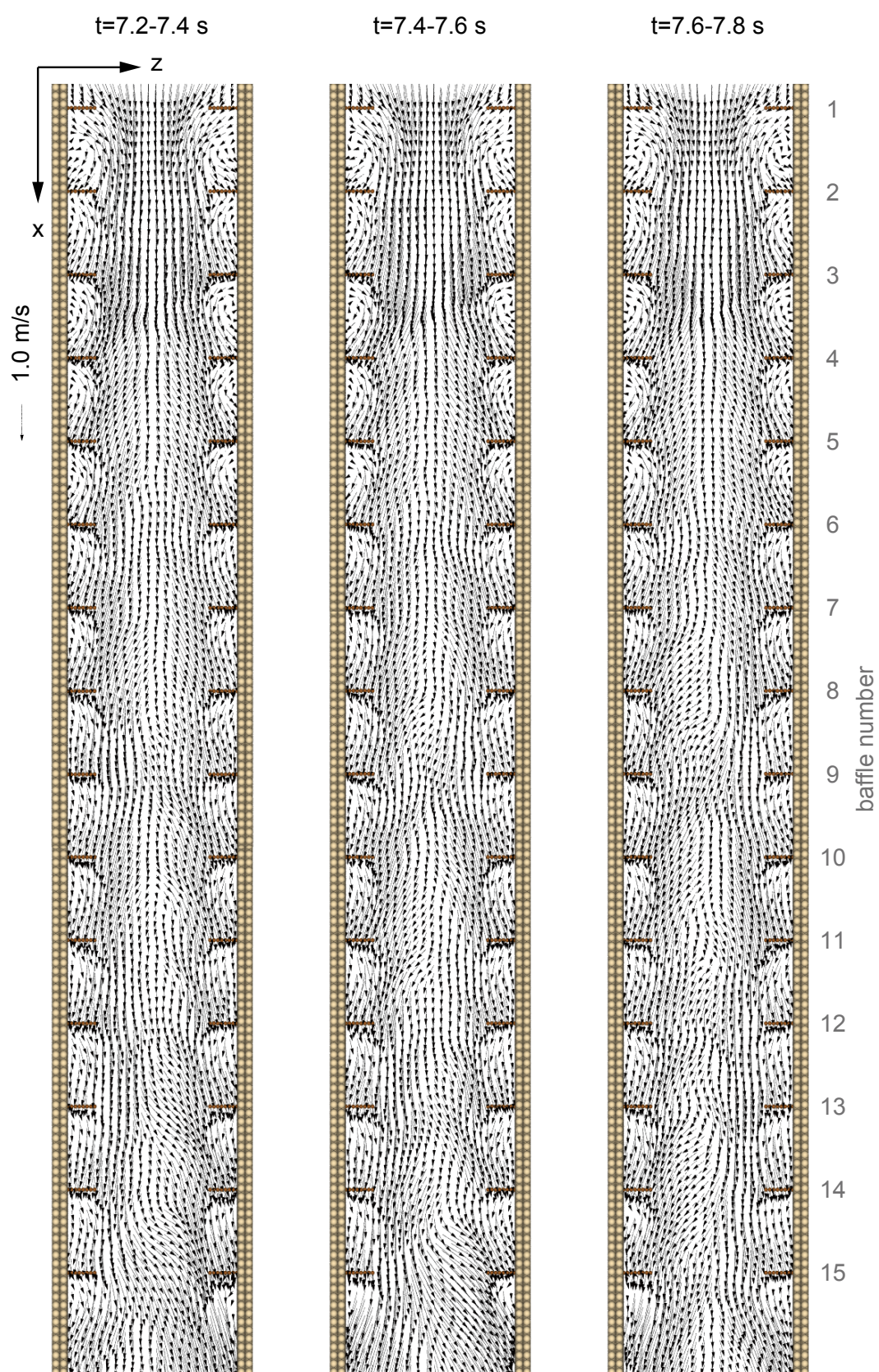
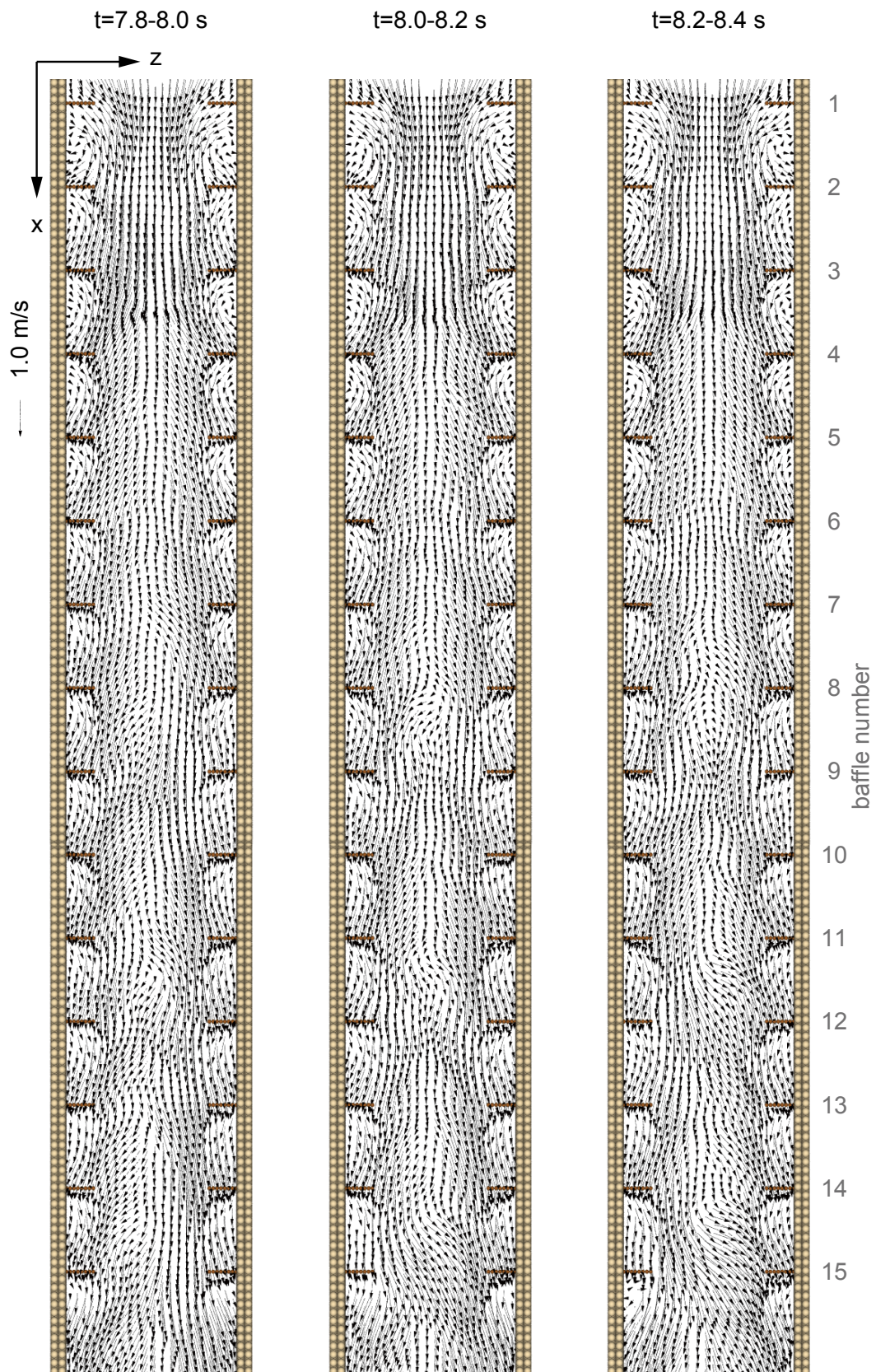


図-5.27a  $x$ - $z$  断面における流速ベクトル



図-5.27b  $x$ - $z$  断面における流速ベクトル



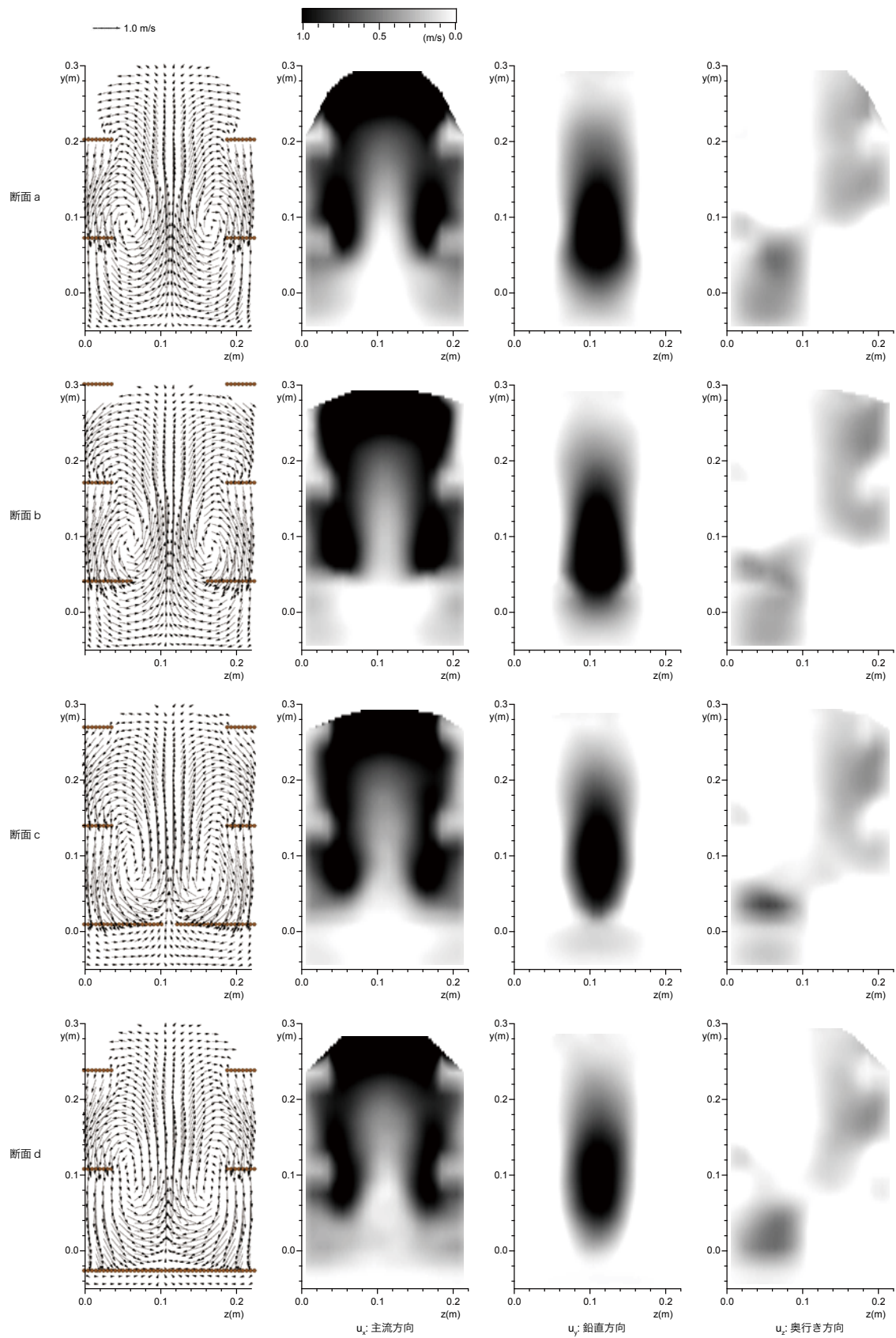


図-5.28 二次流ベクトルと流速強度図（上流側）

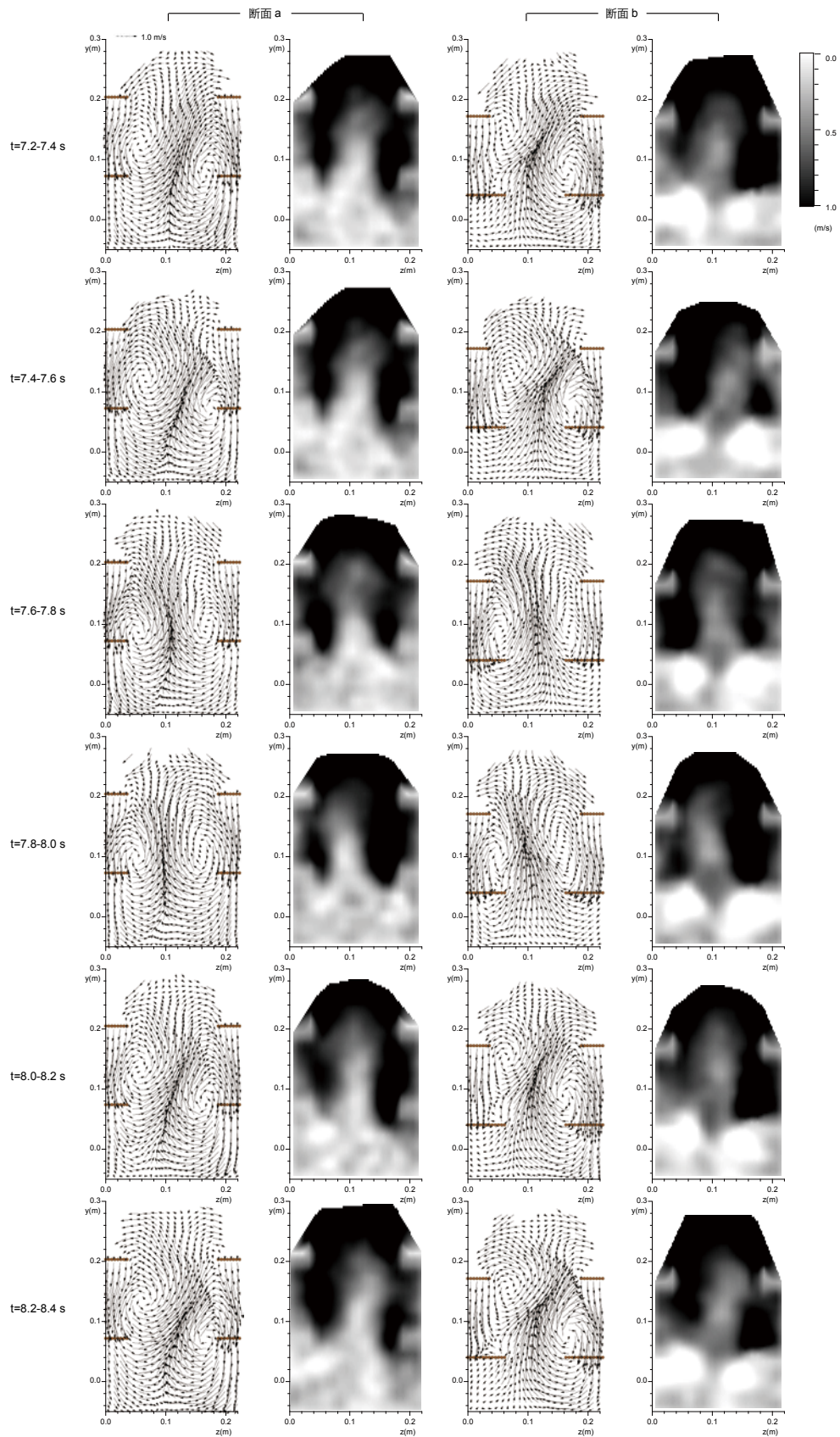


図-5.29a 二次流ベクトルと流速強度図（下流側）

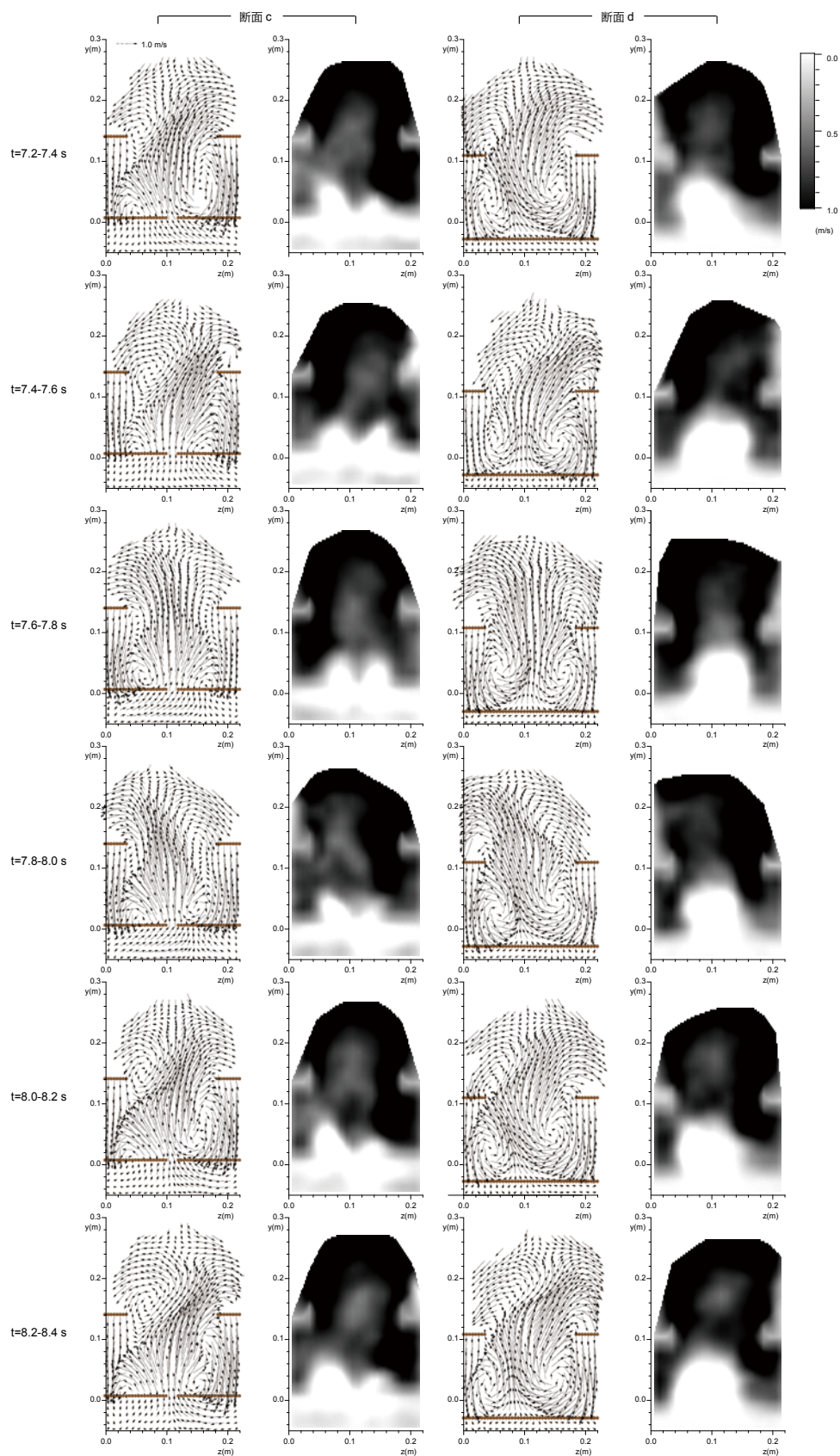


図-5.29b 二次流ベクトルと流速強度図（下流側）

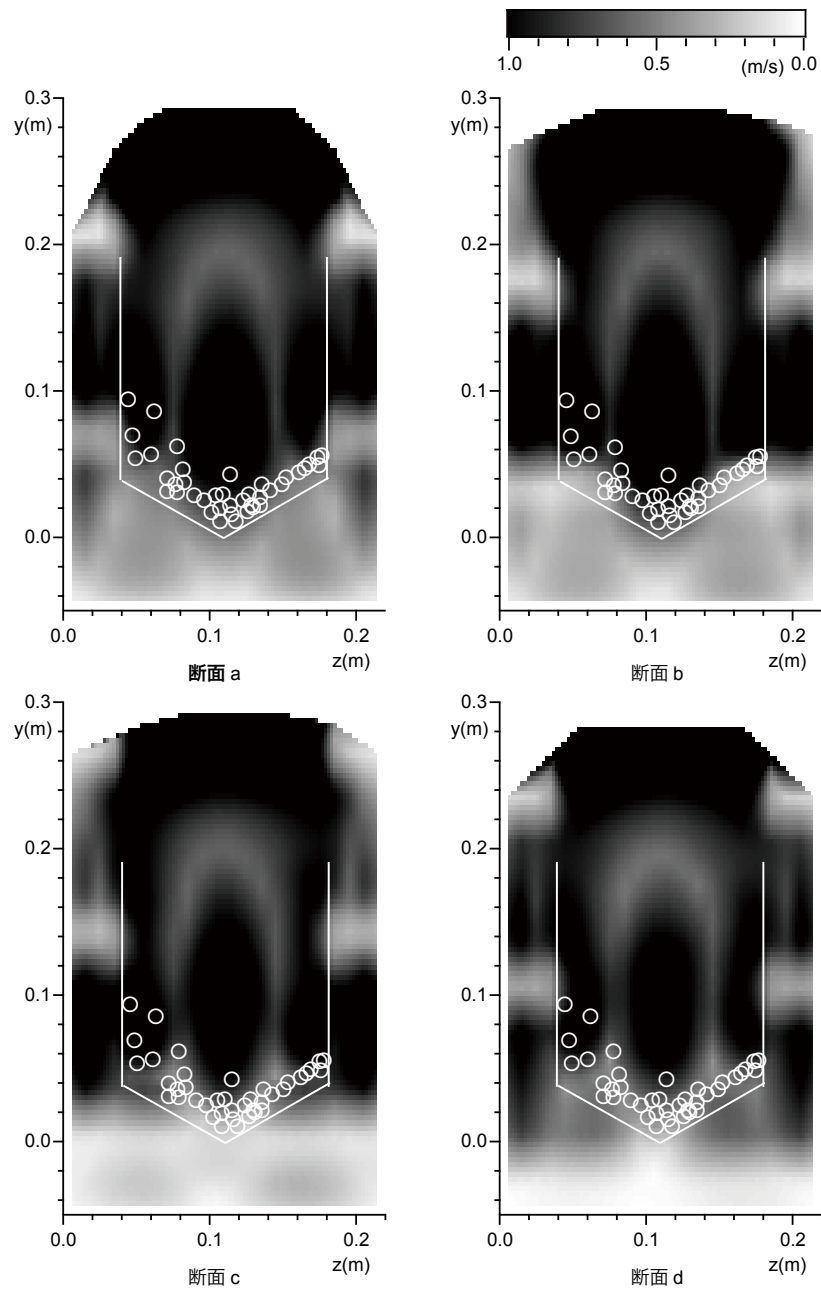


図-5.30 流速強度図の重ね合わせ

振れる。このような渦構造の非対称性は、和田らの実験でも確認されている。流速強度図では、上流側で見られた  $\Omega$  字状の高流速域も形が崩れ、特に断面 c および断面 d においてはドーナツ状に発達した高流速域も見られる。底面付近は上流側と同様に低流速域が形成されるが、断面 a を除いて上流方向への流れ（図中の白色域）も出現し、断面 d では阻流板の V 字先端の直上  $((z,y)=(0.11, 0.025))$  周辺で最大 0.4 m/s の逆流が発生した。

図-5.30 は図-5.28 に示した流速の強度分布図をそれぞれの断面で重ね合わせたものである（奥行き方向の強度分布図は絶対値表示させた後、重ね合わせている）。図の濃色の領域が魚にとっ



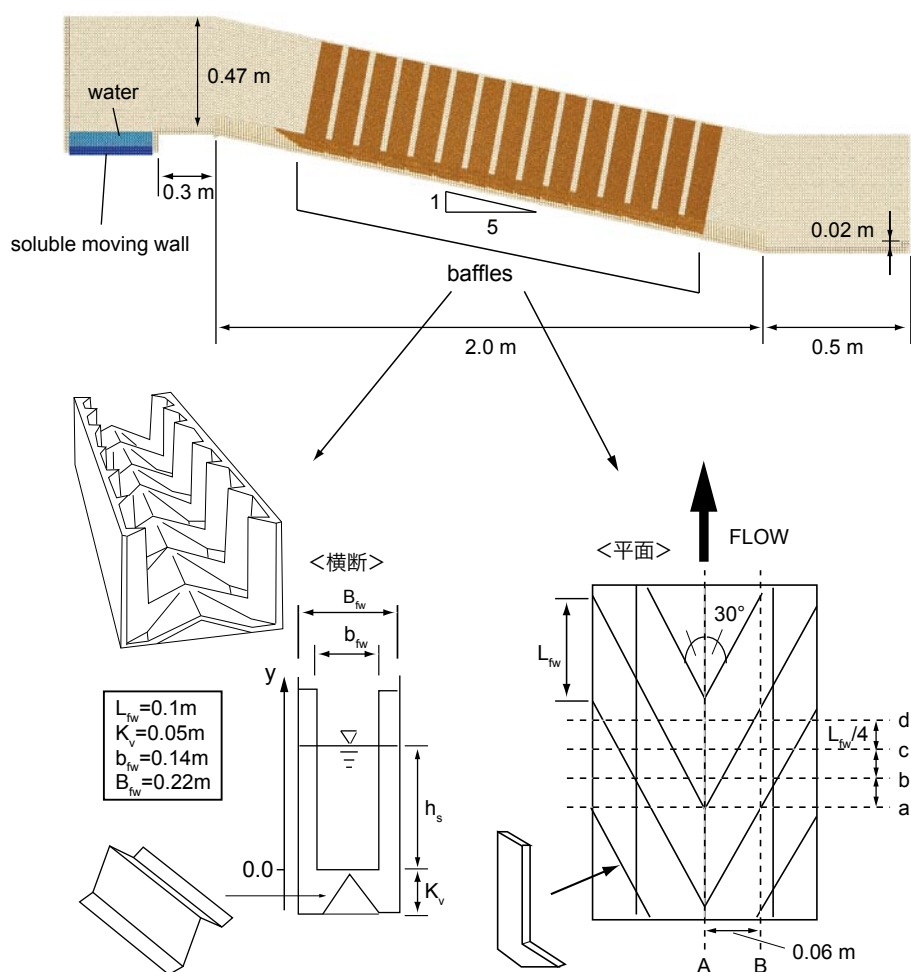


図-5.32 スティープパス型数値魚道

て遡上に不利な領域となる。図を見ると、底面付近は流れが弱いが、断面の約 2/3 以上は強い流れが発生している。図中の白丸は文献 17) に掲載されているデニール型魚道における稚アユ（平均体重約 8g, 平均体長約 9cm）の遊泳位置の観測結果をプロットしたものであるが、流速強度図と照らし合わせてみると、ちょうど阻流板の V 字に沿って存在するわずかな淡色の領域を通っている。和田ら<sup>17)</sup>の実験とは条件が完全には一致していないので、厳密な比較はできないが、定性的には魚の遡上経路が本計算で得られた水理特性によって説明できたとと言える。

#### 5.2.4 スティープパス型数値魚道

##### (1) 魚道内の流況

図-5.32 にスティープパス型数値魚道の諸元を示す。魚道の諸元は、文献 18) に掲載されている図面を参考に設定した。左端の流入境界から 0.3 m の水平床を経て、勾配 1/5、長さ 2.0 m の下り斜面を接続する。図のように斜面上の床板は、側壁近傍は水平であるが、中心部は山型に

なっている。この斜面の下流側に 0.5 m の水平床を接続し、最下流端には高さ 0.02 m の堰を設けた。流路幅は 0.22 m である。阻流板は、0.1 m 間隔で 15 枚設置した。スティープパス型魚道における阻流板は、デニール型魚道とは異なり複雑で、水路幅方向に一樣ではなく、上流側に傾斜している。流入境界から常に一定の流量 ( $Q=0.0198 \text{ m}^3/\text{s}$ ) を水路に供給し、基準粒径は 1.0 cm、阻流板構成粒子の粒径は 0.5 cm とした。総粒子数は最大で約 300,000 個である。図-5.33 および図-5.34 に計算結果の瞬間像を示す。流入水は最上流側の阻流板と衝突して、その阻流板前面において水位を上昇させる。その後、流入端の水位はほぼ一定に保たれ、魚道内の水位の時系列的変動もそれほど大きくない。

図-5.35 に、上流側から 11 番目と 12 番目の阻流板の間で計測した水深を示す。濃色と淡色の線はそれぞれ両側の壁から 2.5 cm 離れた点で、中間色の線が水路中央で計測された値である。水路中央と壁際 2 点との間で 6.0 cm 程度の水深の差が生じているが、水路中央部は壁際より底面の位置が 5.0 cm 程高いので、水路中央と壁際における水位差は 1.0 cm 程度である。デニール型魚道とは逆に水路中央部が凹む水面形状は、既往の水理実験<sup>17)</sup>においても観察されている。

## (2) 流速分布

図-5.36 に、鉛直流速分布を Katopodis<sup>19)</sup> による水理実験結果と併せて示す。図中では、底部流速を代表速度  $u_m$ 、有効水深 (図-5.32 参照) を  $h_s$  として、無次元表示している。スティープパス型魚道における流れの流速分布は、底部において最大値を示し、上層に向かって単調に減少する。実験では、 $y/h_s=0.6\sim0.7$  近辺に達すると最小流速となり、それより上層では流速はほぼ一樣となる。計算結果では流速がやや大きく評価されており、水面付近でも流速は一樣にはならないが、上層に向かって単調に減少するという傾向は水理実験と同様であり、両者の対応は良好である。

図-5.37 に、図-5.32 中に示した断面 a,b,c,d 別の流速分布を示す。断面 A (水路中央) における流速分布は、断面 a,b,c,d とともにほとんど違いは出ない。断面 B においては値にややばらつきが見られ、断面 c で両方向の流速ともに負の値を取ることがある (主流方向:  $y>0.13 \text{ m}$ , 鉛直方向:  $y>0.08 \text{ m}$ ) が、概ね似た分布形状を示す。

## (3) 断面構造

### i) x-y 断面

図-5.38 に、x-y 断面における流速ベクトル図を示す。上図は水路中央における断面 ( $z=0.11 \text{ m}$ ) であり、下図は側壁近傍における断面 ( $z=0.055 \text{ m}$ ) である。水路中央では、流れが阻流板と衝突して水面が少し盛り上がった箇所 (2~3 番目の阻流板間) よりも下流側は、水面付近では流下方向に平行に、それより下部ではやや下向きの流速ベクトルが流下方向にほぼ一樣に生じている。側壁近傍では阻流板によって区切られたセルごとに同様の傾向が見られ、底面よりやや上

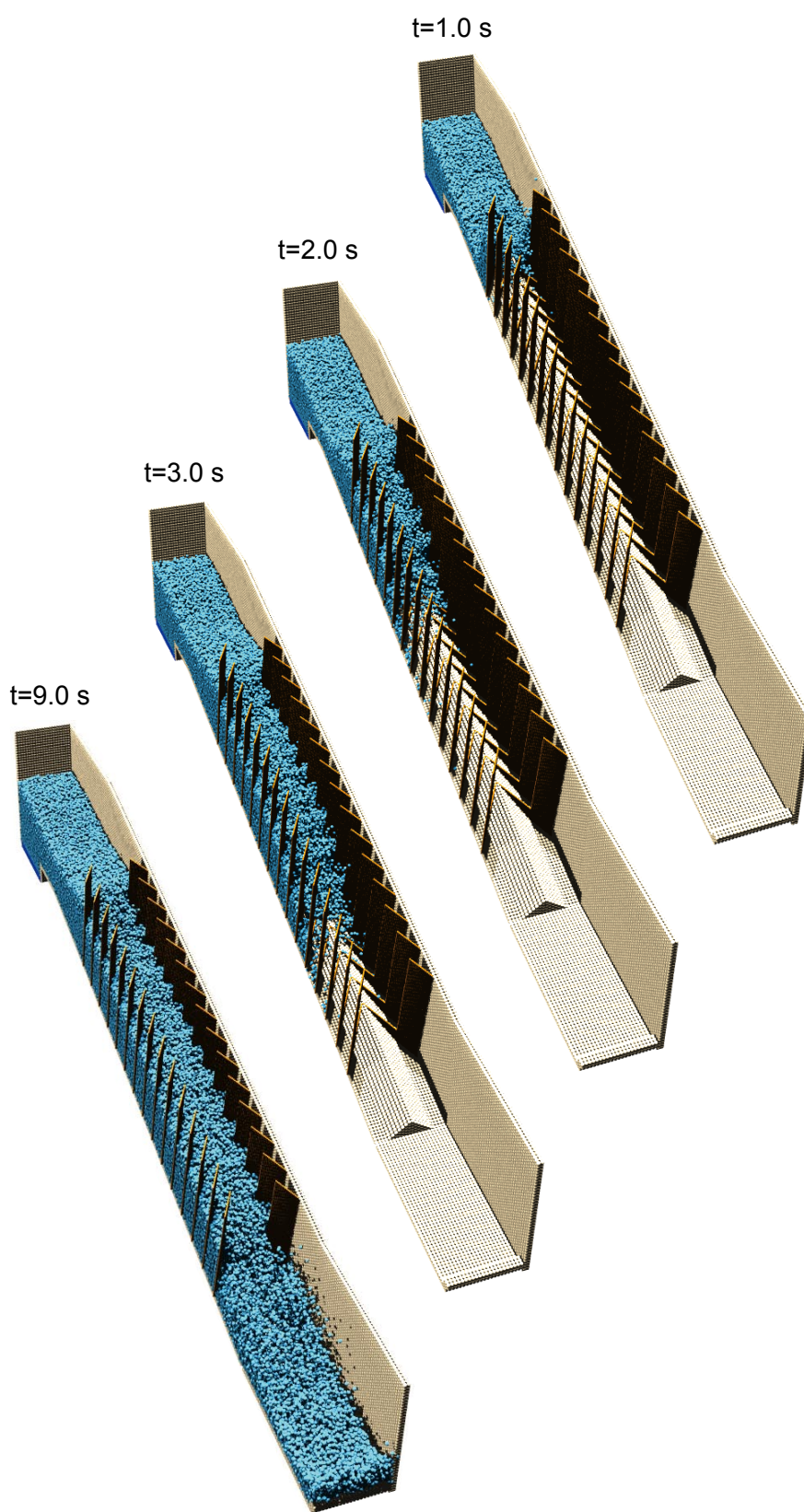


図-5.33 スティープパス型魚道内流れ

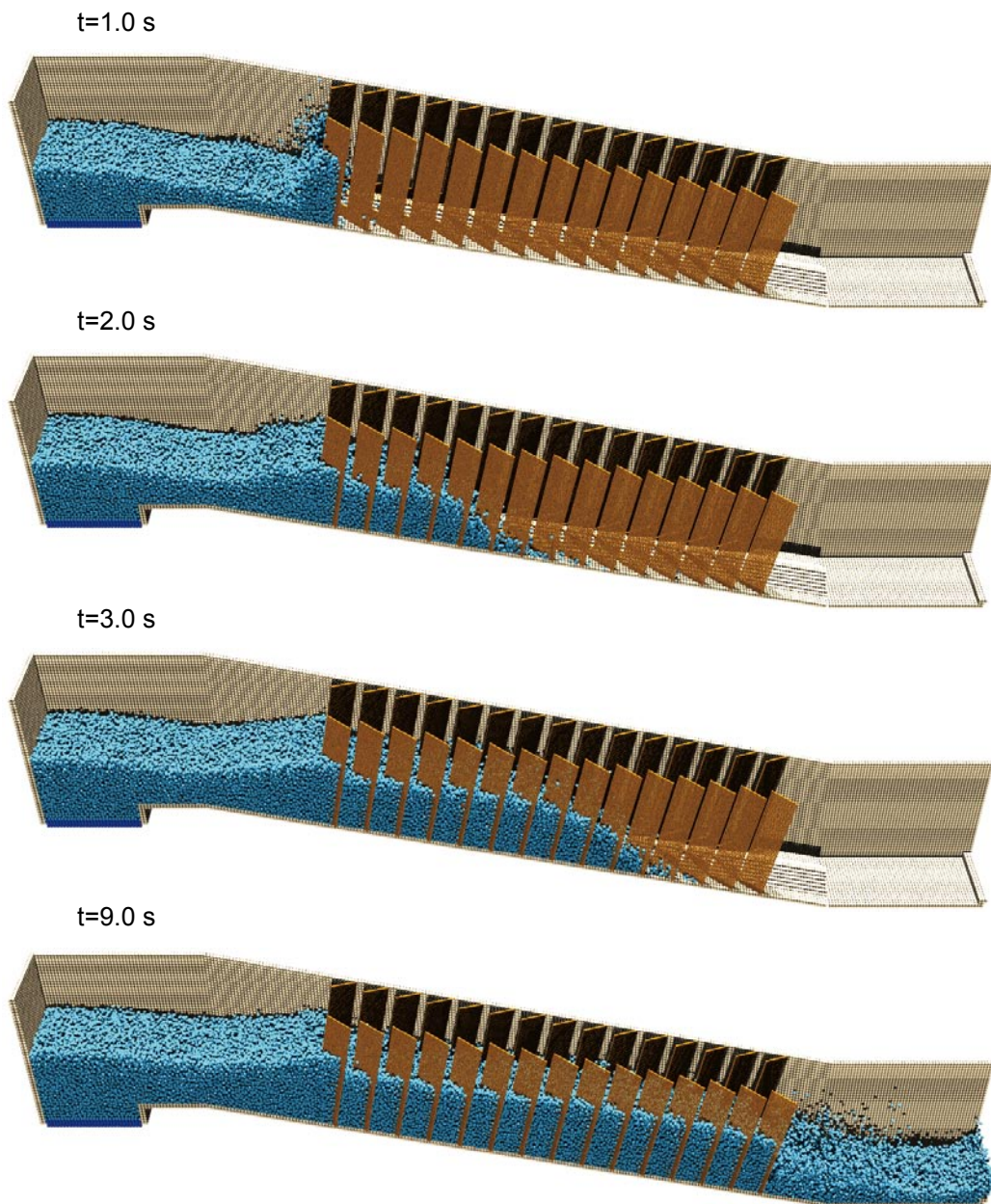


図-5.34 ステップパス型魚道内流れ (side view)

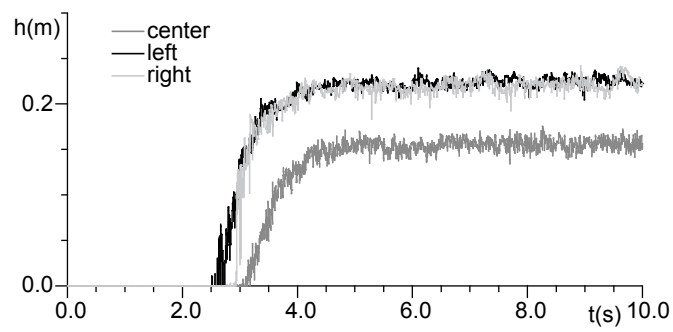


図-5.35 水深時系列



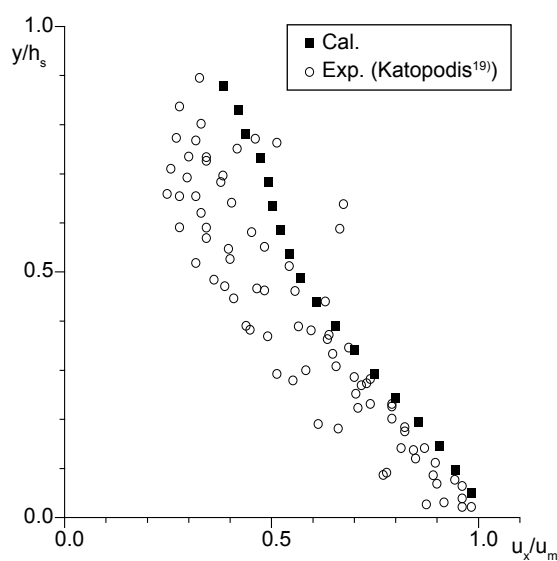


図-5.36 鉛直流速分布（実験との比較）

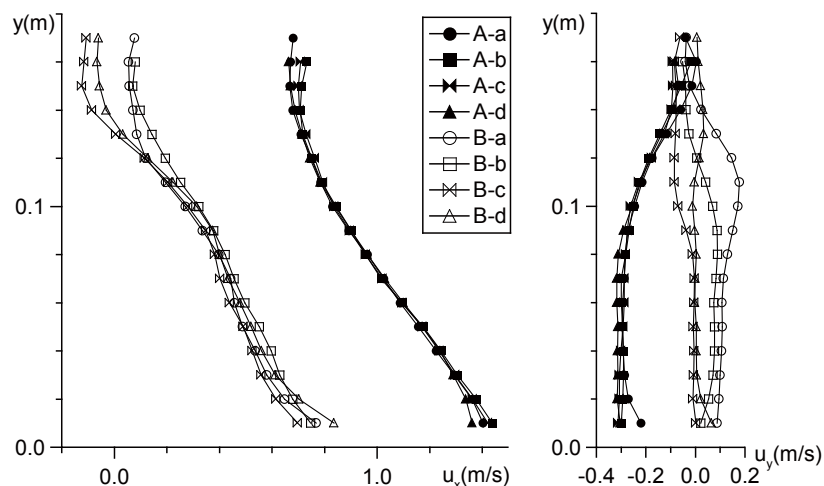


図-5.37 断面別鉛直流速分布（左：主流方向流速, 右：鉛直方向流速）

方では、右上に向かう流速の大きいベクトルが現れ、一方でセルの右下を起点として若干逆流する向きに上昇流が発生する。そして、半水深よりやや上方の上流側の阻流板近傍で、半時計回りの渦が発生している。デニール型魚道で見られたような周期的な特徴は見られない。

## ii) $x$ - $z$ 断面

図-5.39 は、 $x$ - $z$  断面（半水深）における流速ベクトル図である。側壁近傍の阻流板間で流速の弱い小さな渦が発生し、水路中央では流下方向に平行に流れる。こちらもデニール型魚道で見られたような流速ベクトルの左右の振れはなく、非常に安定した流れになっている。

## iii) $y$ - $z$ 断面

図-5.40 に、11~12 番目の阻流板間における鉛直断面内の流況を、流速ベクトル図と流速強度分布図によって示す。まず、水路中央で下降流が生じ、側壁近傍で上昇流が生じる構造となり、

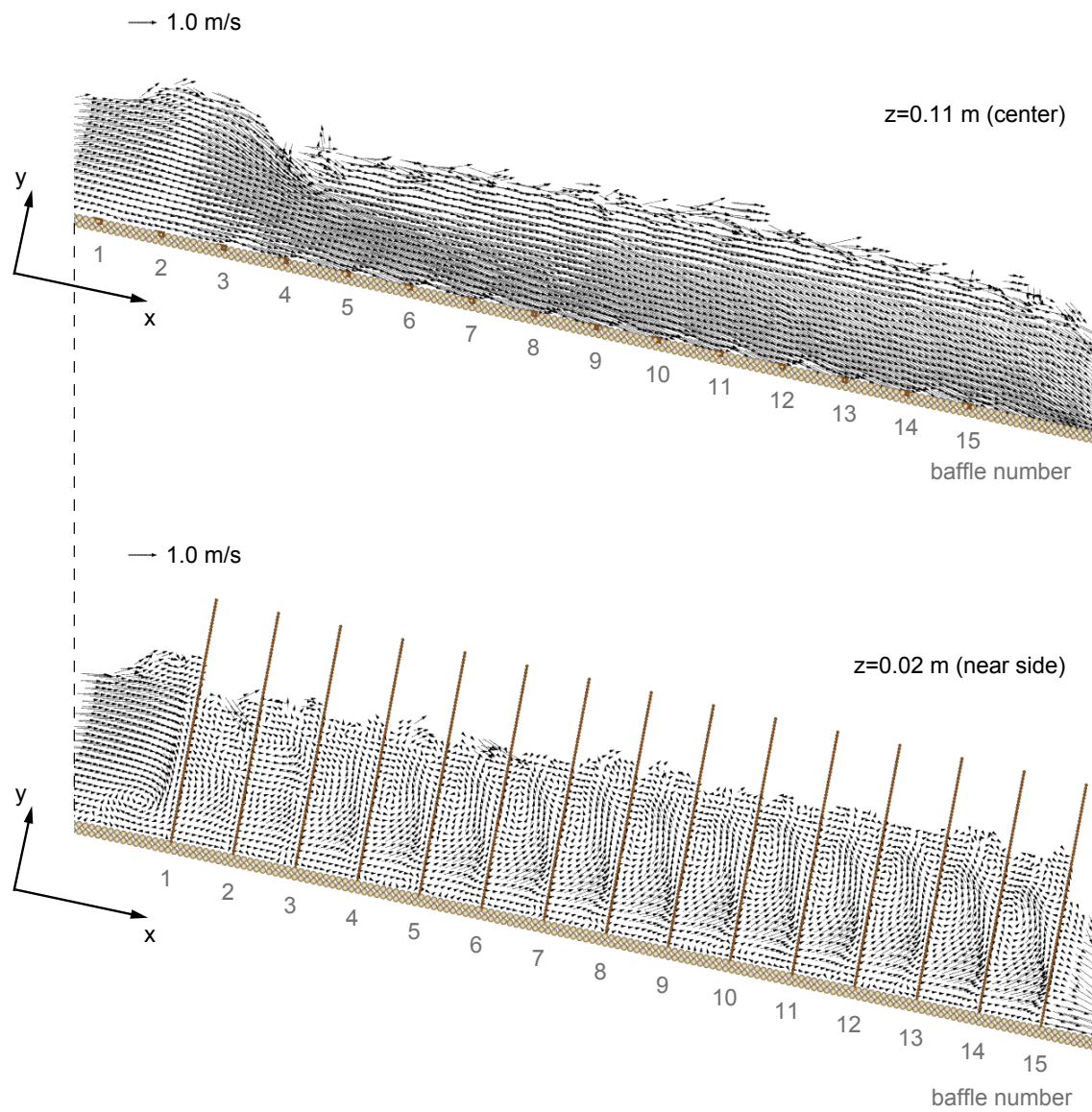


図-5.38 x-y 断面

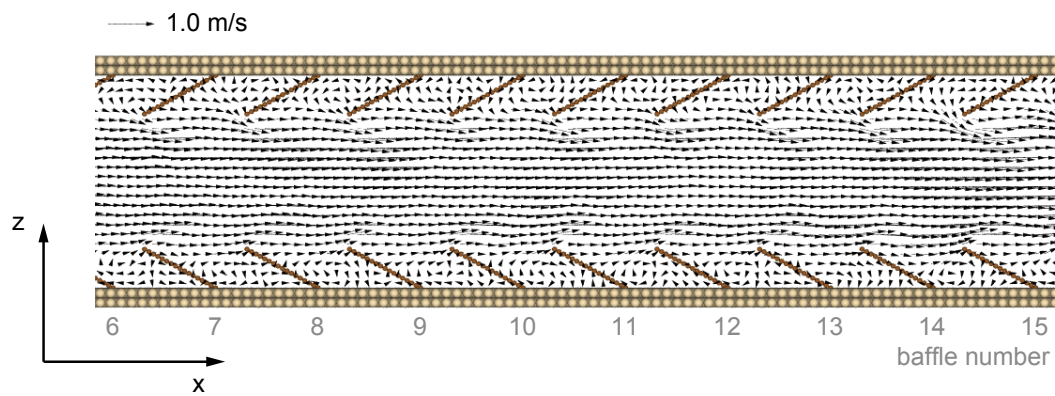


図-5.39 x-z 断面

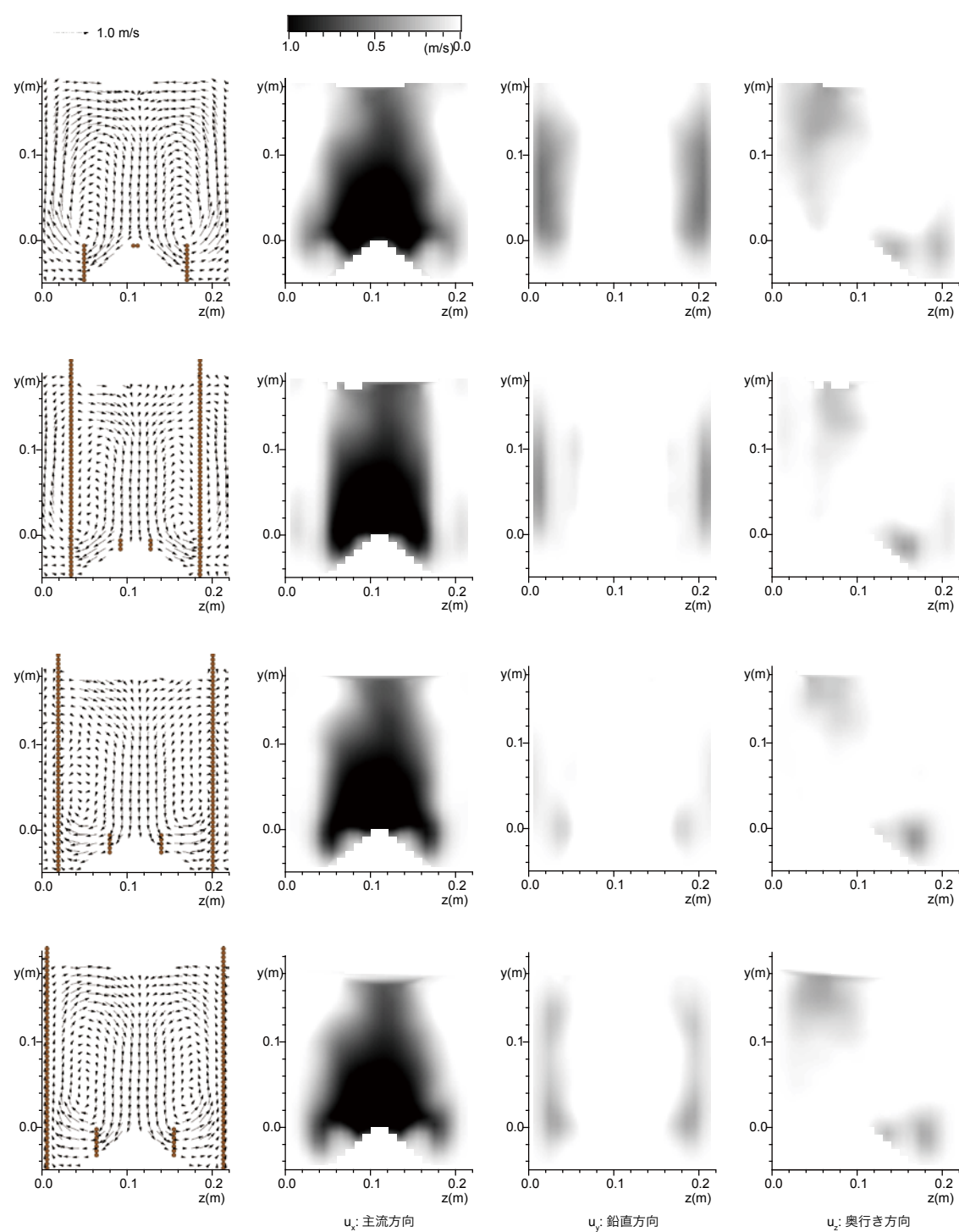


図-5.40 二次流ベクトルと流速強度図

デニール型魚道とは逆回りの渦が発生した。この渦は、水路中央軸に対してほぼ左右対称に1対発生する。このような渦構造は、和田ら<sup>17)</sup>の実験結果と同様である。流速強度分布図を見ると、水路中央部の底面近傍に主流方向速度の大きい領域が釣り鐘状に存在し、水面まで伸びている。鉛直方向および奥行き方向の速度はいずれも弱く、最大でも0.5 m/s程度である。図-5.41には、

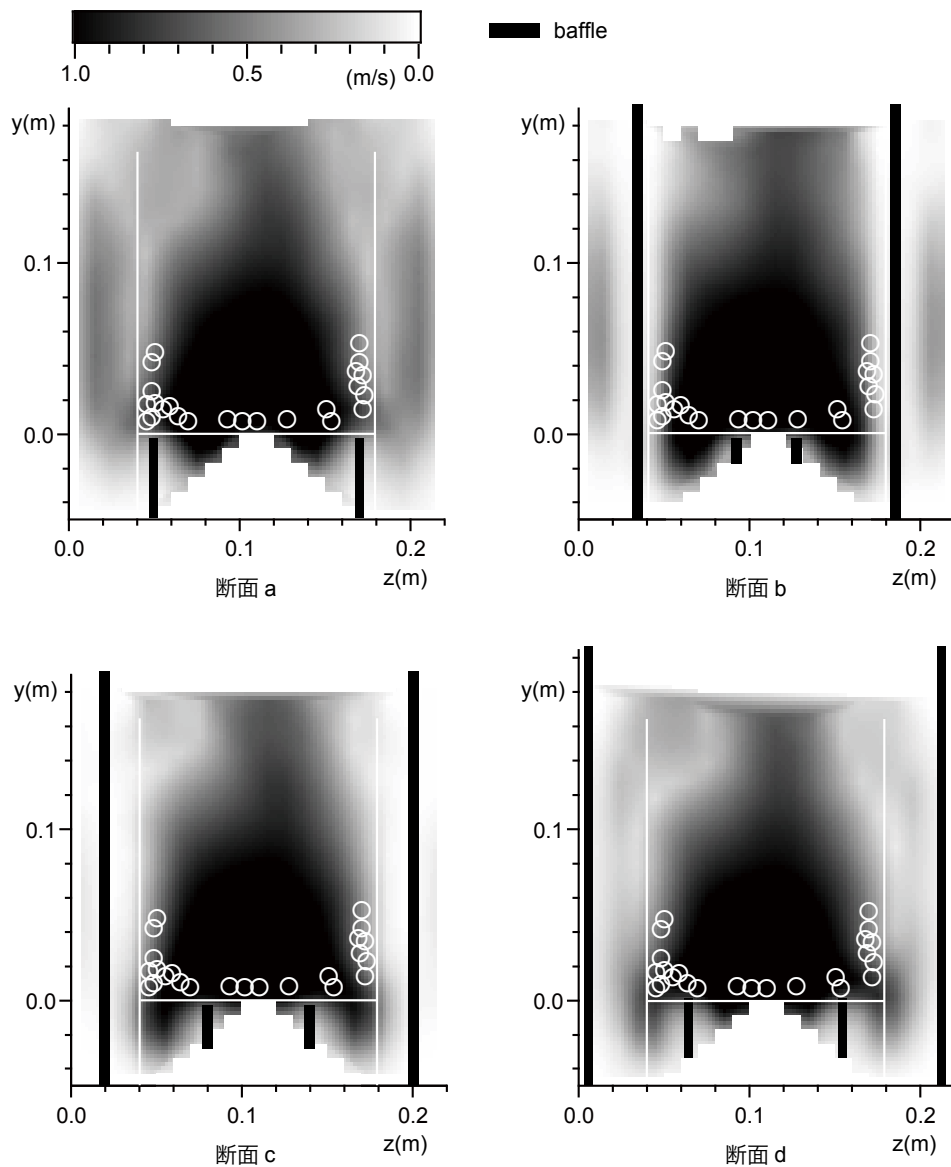


図-5.41 流速強度図の重ね合わせ

図-5.40 中の 3 方向の流速強度図を重ね合わせ、和田ら<sup>17)</sup>の稚アユの観察結果を併せてプロットした。稚アユ（平均体長約 9 cm）のステープパス型魚道における遊泳位置は側壁近くの阻流板のすぐ内側の底面付近に集中しており、計算結果と照らし合わせてみると、それは水路中央の流速の強い領域と阻流板の間のわずかな低流速域に相当する。デニール型魚道と同様に水理条件が完全には同一ではないが、本計算結果においても、定性的には観察された稚アユの遊泳位置の説明が可能である。また、和田らによれば、デニール型魚道と比較して、ステープパス型魚道における稚アユの遡上量は 16% 程度であった。これは、水路中央に広く分布する流速強度の強い領域の影響が大きく現れているのではないかとと思われる。

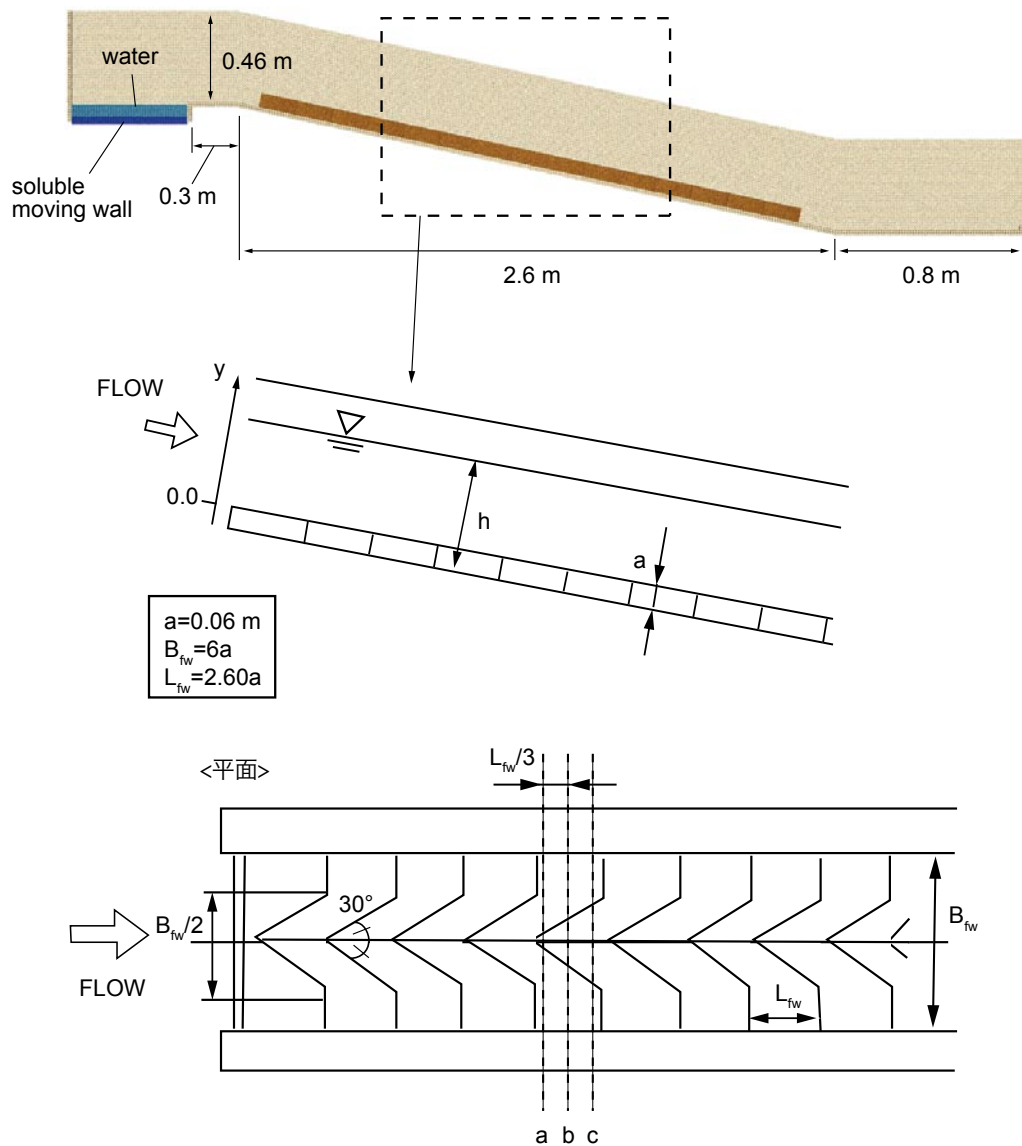


図-5.42 舟通し型数値魚道

### 5.2.5 舟通し型数値魚道

#### (1) 魚道内の流況

図-5.42 に舟通し型数値魚道を示す。この数値模型は、Larinier<sup>20)</sup> が作成した実験装置<sup>18)</sup> と同様の諸元である。流入境界から 0.3 m の水平床を経て、勾配 1/5、長さ 2.6 m の下り斜面を接続し、その下流側に 0.8 m の水平床を設置する。流路幅は 0.36 m である。下流端には、高さ 0.02 m の堰を設けて段落ち条件とした。阻流板は、底面に対して垂直に配置され、側壁近傍では流下方向に対しても垂直に、水路中央では上流側に向って「くの字」に折れ曲がって配置される。本節では、Larinier と同様に阻流板の高さ  $a$  を基準として、水路幅  $B_{fw}=6a(=0.36 \text{ m})$ 、阻流板間隔  $L_{fw}=2.60a(=0.156 \text{ m})$  と設定した。流入境界から一定の流量 ( $Q=0.0936 \text{ m}^3/\text{s}$ ) を水路に供給し、基

準粒径は 1.0 cm, 阻流板構成粒子の粒径は 0.5 cm とした。総粒子数は最大で約 600,000 個である。

図-5.43 および図-5.44 に計算結果の瞬間像を示す。本計算では、上流から数えて 5 番目の阻流板を過ぎたあたりから波状跳水が出現し、上流側で水面がほぼ平坦になるのと比較して、下流側では水面の凹凸が顕著になる。図-5.45 に水位時系列を示す（計測地点は、水路中央で 11 番目と 12 番目の阻流板間、壁際で 10 番目と 11 番目の阻流板間）。水路中央と壁際に 6.0~7.0 cm 程度の水位差が見られ、また、先述の 2 種の魚道では水位が安定して推移していたのに比べて、水面の波立ち（短時間の変動）が現れている。

## (2) 流速分布

図-5.46 に流速分布を示す。y 軸の原点は、図-5.42 中図に示すように阻流板の頂部（底面から 0.06 m 上方）に定義した。流速の計測は、跳水位置の上流側および下流側の 2 断面において、それぞれ水路中央および側壁近傍の合計 4 地点で、y 軸方向に 0.01 m 間隔で記録した。まず、上流側の流速分布に注目すると、水路中央では 2.0 m/s の速度で水面までほぼ一様である。側壁近傍では、 $y=0.0\sim0.03$  m までは 0.25 m/s 程度の低流速域が存在し、そこから  $y=0.12$  m まで速度が急上昇する。 $y=0.12$  m より水面までは水路中央と同程度の速度で一様に分布する。一方、下流側は上流側とは異なる分布形状を呈する。水路中央では、 $y=0.0$  m 付近で最も流速が最大になり、水面に向かって減衰するスティーブパス型魚道における流速分布と似た傾向を示す（図-5.36 参照）。側壁近傍では、流速が最大となる領域は、 $y=0.07\sim0.1$  m 付近に出現し、その領域から水面に向かって流速は一旦減少するが、水面近傍において再び速度を増す。これは、デニール型魚道における側壁近傍の流速分布と傾向が似ている（図-5.25 参照）。概して、上流側・下流側断面とも水路中央で速度が大きい。

## (2) 断面構造

### i) x-y 断面

図-5.47 に x-y 断面における流速ベクトル図を示す。上図は水路中央断面、下図は側壁近傍における断面での流速ベクトル図である。水路中央では、上流側の水面近傍における流速ベクトルはほぼ x 軸方向に平行に向かっているが、流下とともに下部から徐々に y 軸方向の負の成分が大きくなっていき、10 番目の阻流板以降では水面においても流速ベクトルの向きは下向きになる。一方、側壁近傍では逆に、流下するにしたがって上昇流が発達し、水面よりやや下側では上昇流と流下方向に平行な流れが交互に現れる。

### ii) x-z 断面

図-5.48 に、x-z 断面（半水深および底面近傍における断面）での流速ベクトル図を示す。半水深の断面では阻流板を横切ることはないが、位置を把握し易くするために阻流板も併示して



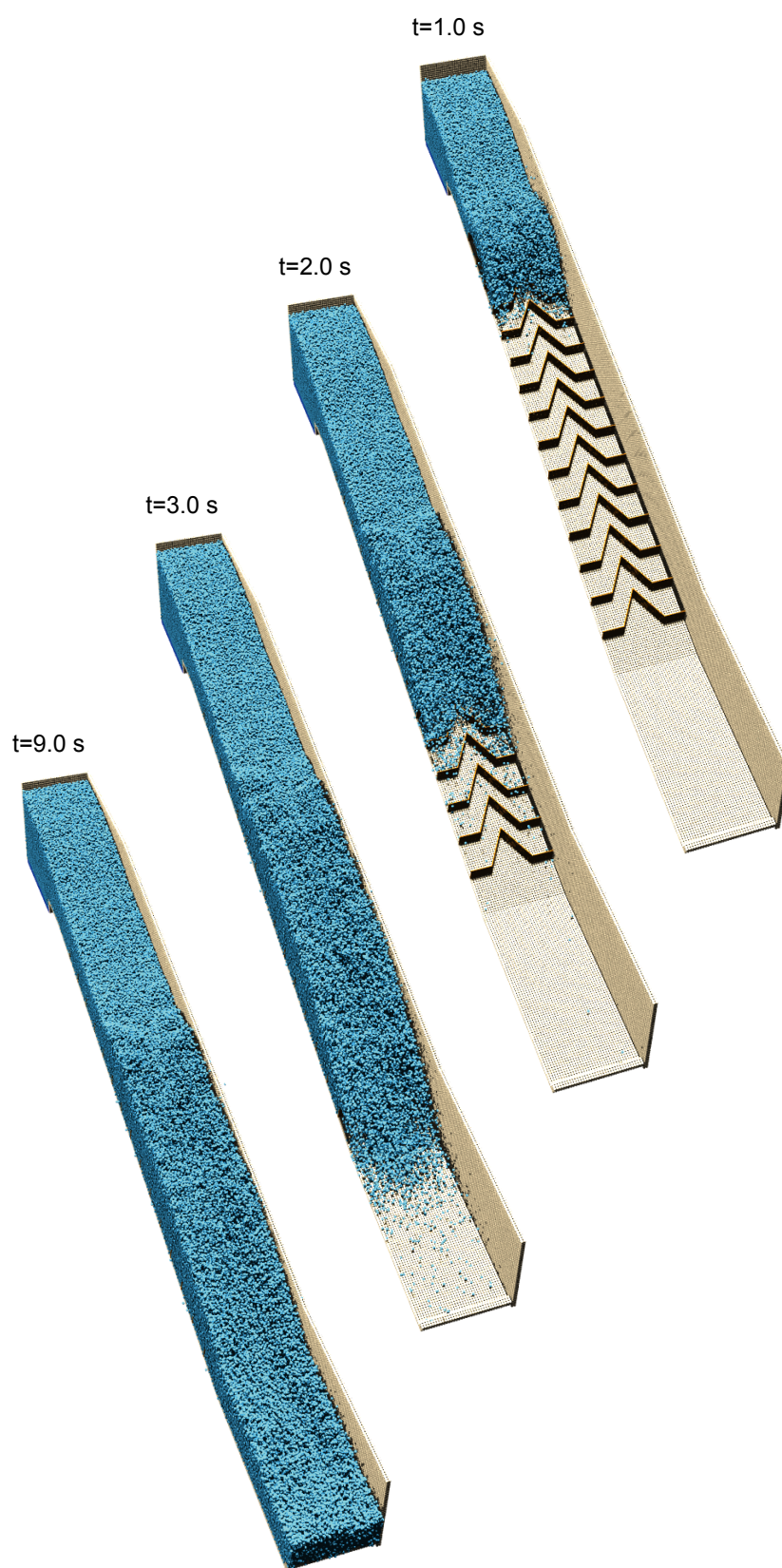


図-5.43 舟通し型魚道内流れ

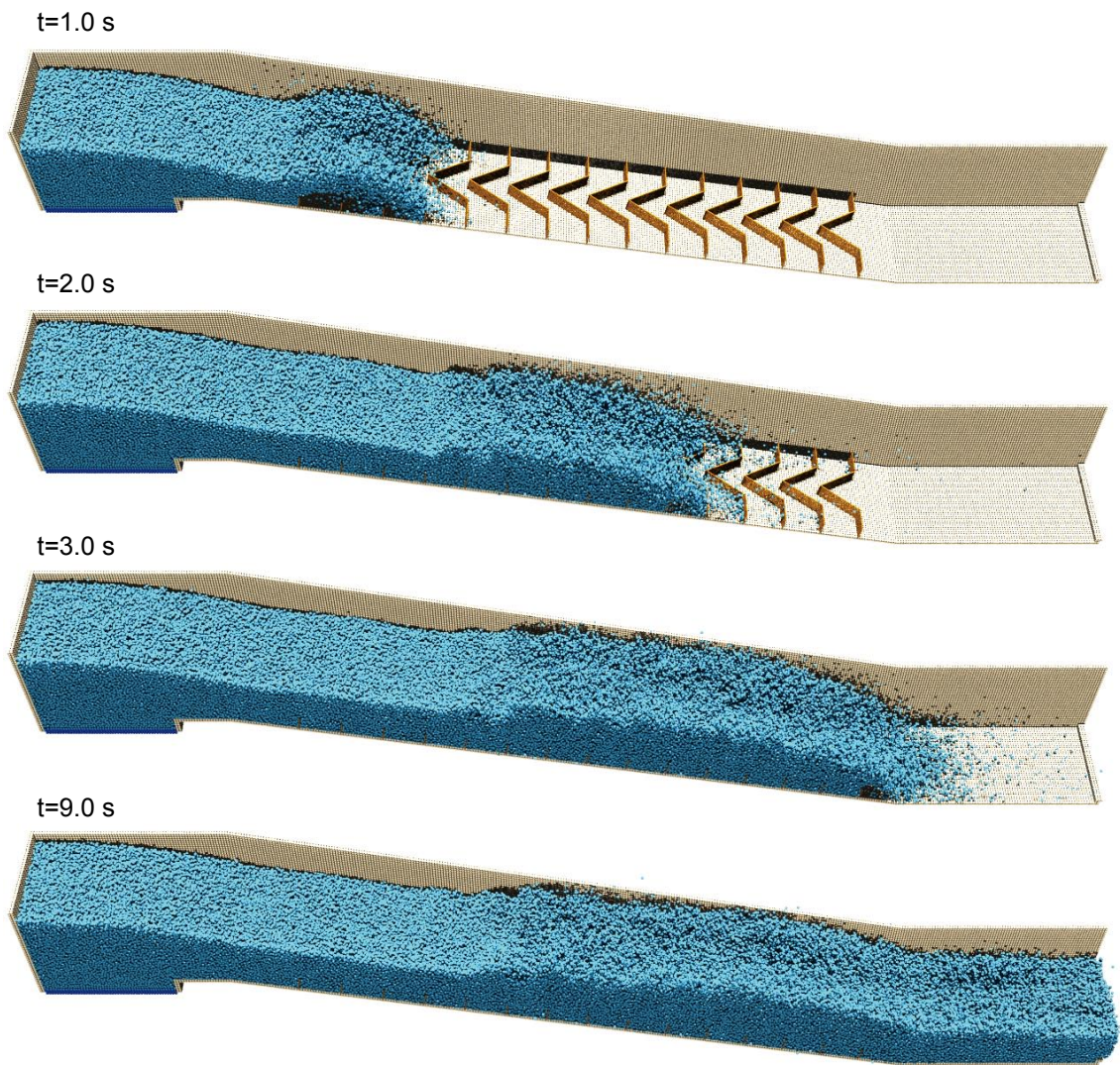


図-5.44 舟通し型魚道内流れ (side view)

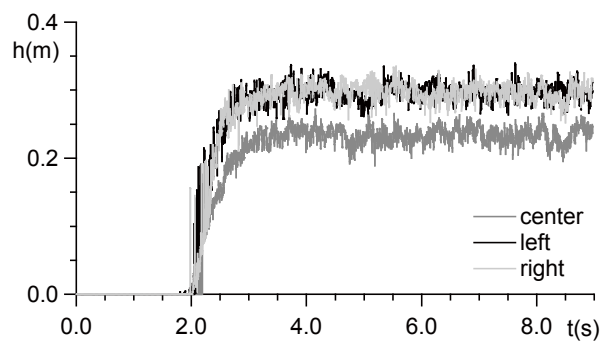


図-5.45 水位時系列



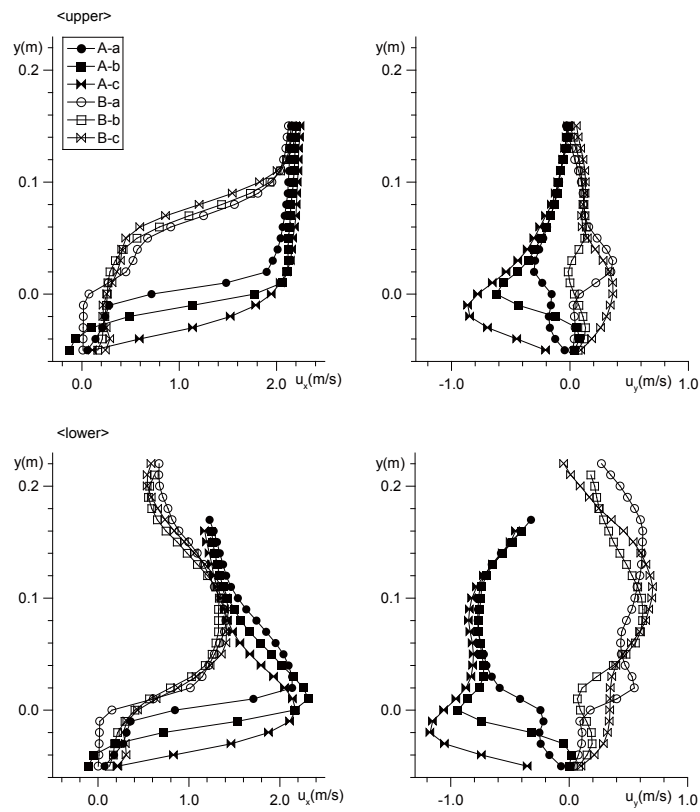


図-5.46 流速分布

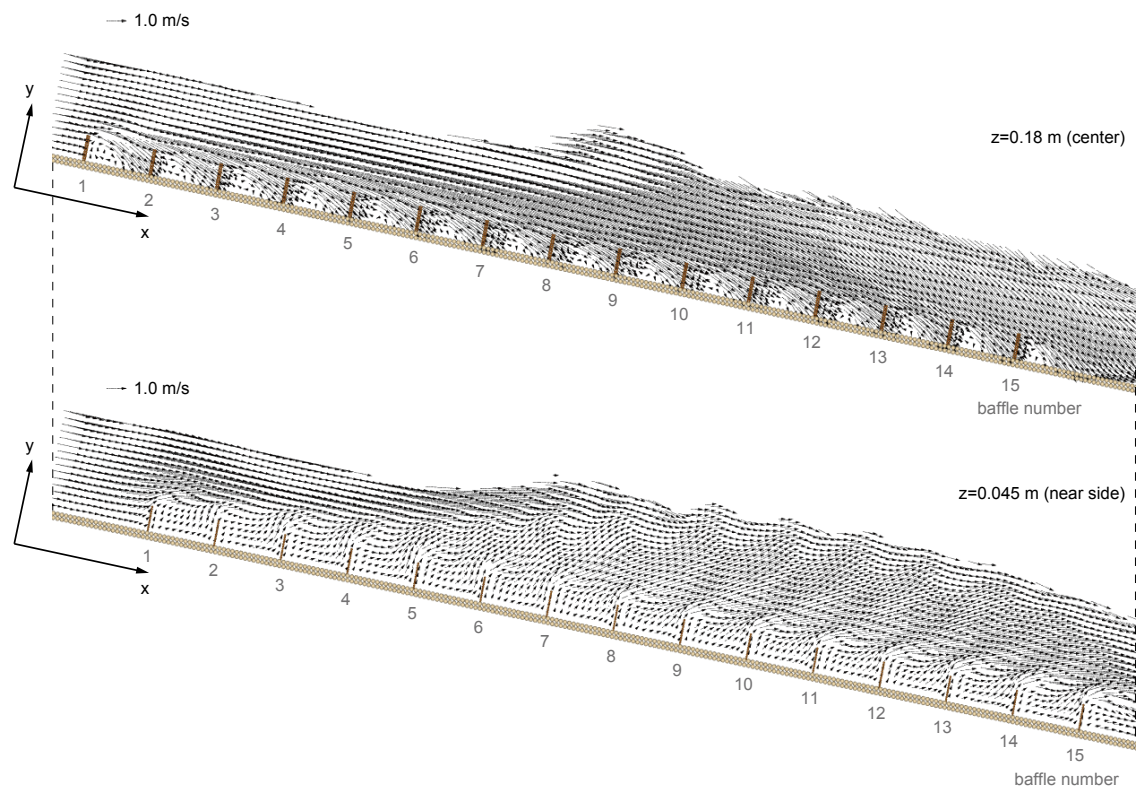


図-5.47  $x$ - $y$  断面における流速ベクトル（上：水路中央断面，下：側壁近傍断面）

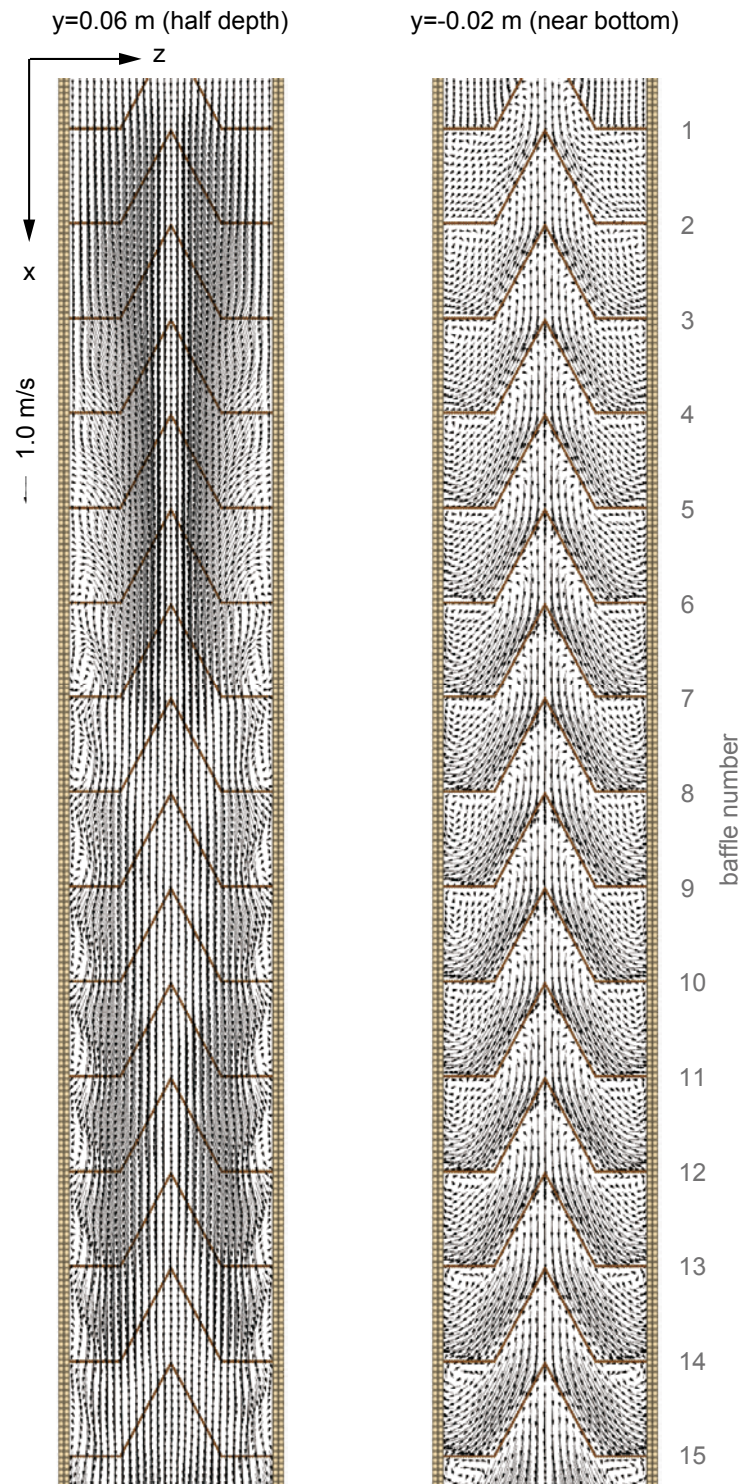


図-5.48  $x$ - $z$  断面における流速ベクトル（左：半水深断面，右：底面近傍断面）

いる。半水深における断面では、水路中央における流向は、側壁に対してほぼ平行である。側壁近傍においては、上流側（4～6 番目の阻流板近辺）では側壁から水路中央に向かう流れが見られるのに対して、下流側（9 番目の阻流板以下）では流向は水路中央から側壁に向かう。この原

因については後述する。また、側壁近傍では小さな渦が発生する。底面近傍では、流れが阻流板に衝突するために、水路中央においては阻流板の山型に沿う流れが現れる。この断面でも同様に側壁付近において渦が見られるが、半水深断面では渦の中心位置が阻流板間の下流側に位置するのに対して、底面近傍では上流側に位置する。

### iii) y-z 断面

図-5.49 に、y-z 断面内の流況を流速ベクトル図および速度強度図によって示す。観測断面は跳水の上流側（水路中央における4番目と5番目の阻流板間）と下流側（水路中央における11番目と12番目の阻流板間）の断面 a,b,c（図-5.42 参照）である。各断面の上段が上流側で、下段が下流側断面である。まず、6断面とともに共通する特徴として、側壁近傍で上昇流が生じ、水路中央で下降流が生じる水路中央を軸とした線対称の渦が発生する。渦の中心は、上流側では高さ  $y=0.0$  m の周囲で一定するが、横断方向の座標は断面によって異なり、断面 b で最も側壁に近寄る。また、断面 c では阻流板間にもう一对の渦が出現している。下流側では渦の位置が上方に移動し、断面による位置の変化は見られない。先述の x-z 断面で見られたベクトルの向きの違いは、この渦の y 軸方向の位置の違いに起因するものであり、上流側では渦の中心が  $y=0.06$  m より下方に位置し、下流側では上方に存在するために両者の違いが現れた。また、断面 b では阻流板と側壁の間に、断面 c では阻流板間に、それぞれ底面近傍にもう一对の渦が見られた。

流速強度図の濃淡スケールは、先述の2種の魚道と同様である。まず、主流方向の流速強度図においては、高流速域が広く分布する。特に上流側の断面では、半水深より上側（水面寄り）はすべて  $1.0$  m/s よりも大きな流速の流れが存在する。ただし上流側では、半水深より下部では側壁近傍で低流速域が発達する。下流側断面では、上流側断面で見られた底面近傍の低流速域は狭まり、側壁沿いの上昇流の流速はさらに大きくなって  $1.0$  m/s 以上の流速域が細長く伸びる。また、底面近傍に出現する側壁に向かう流れの流速も大きい。図-5.50 に、3成分の流速強度を重ね合わせた図を示す。下流域では、特に断面 c においては、全面が黒く塗りつぶされてしまい、本計算における水理条件は、体長  $0.1$  m 程度の魚の遡上にとって非常に不利であると言える。

本シミュレーションで得られた流れの特徴をまとめると、1) 水面が水路中央で凹み、2) 流速は水路中央で大きく、側壁近傍で小さい。また、3) 鉛直断面内の2次流は、側壁近傍で上昇し、水路中央で下降する一对（断面によっては二対）の渦構造を示す。これらの特徴は、1) および 2) については、中村<sup>18)</sup>の記述と同様であり、3) については辻本ら<sup>14)</sup>による計算と同様の傾向を示している。

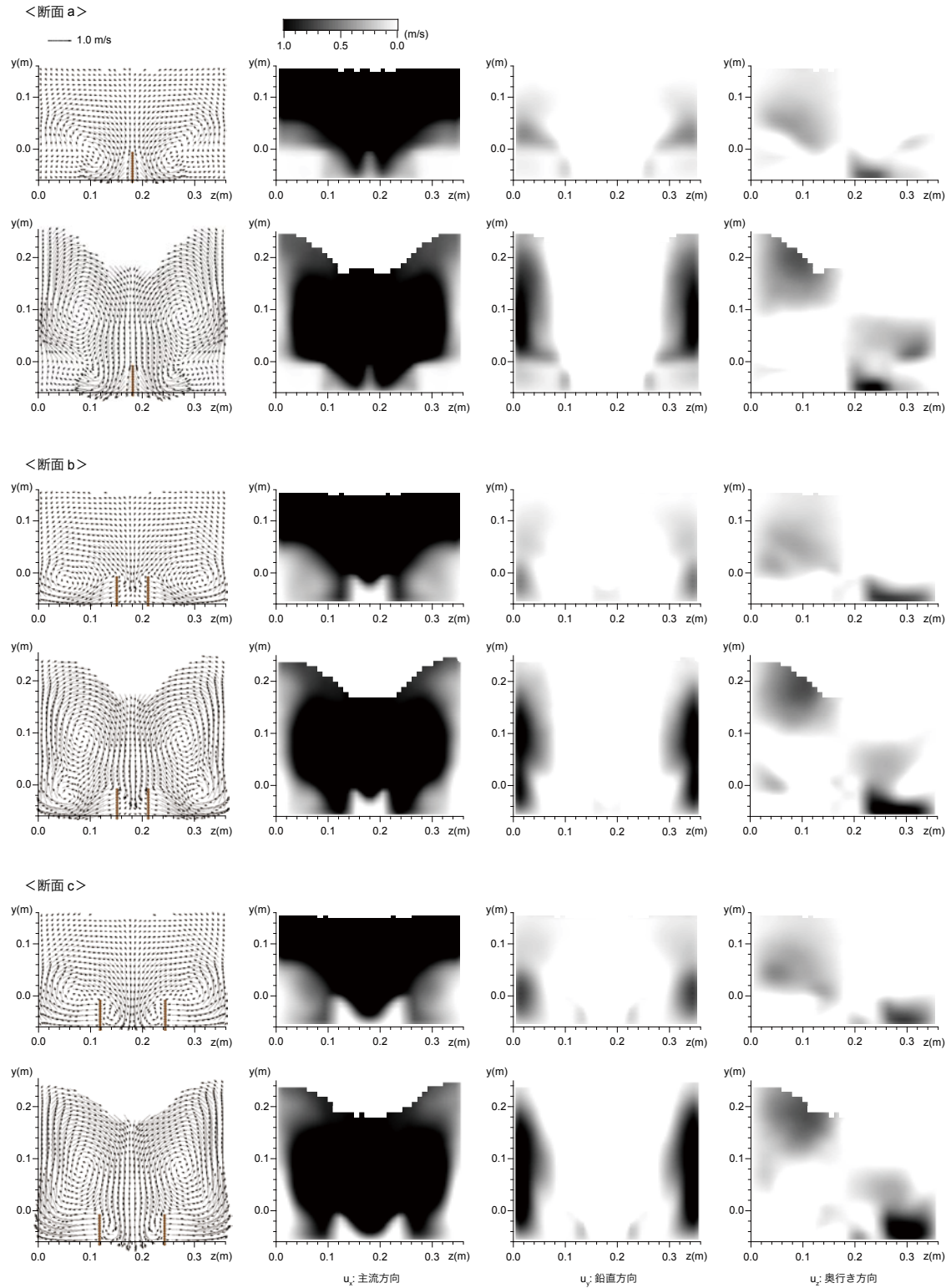


図-5.49 二次流ベクトルと流速強度図 (y-z 断面)

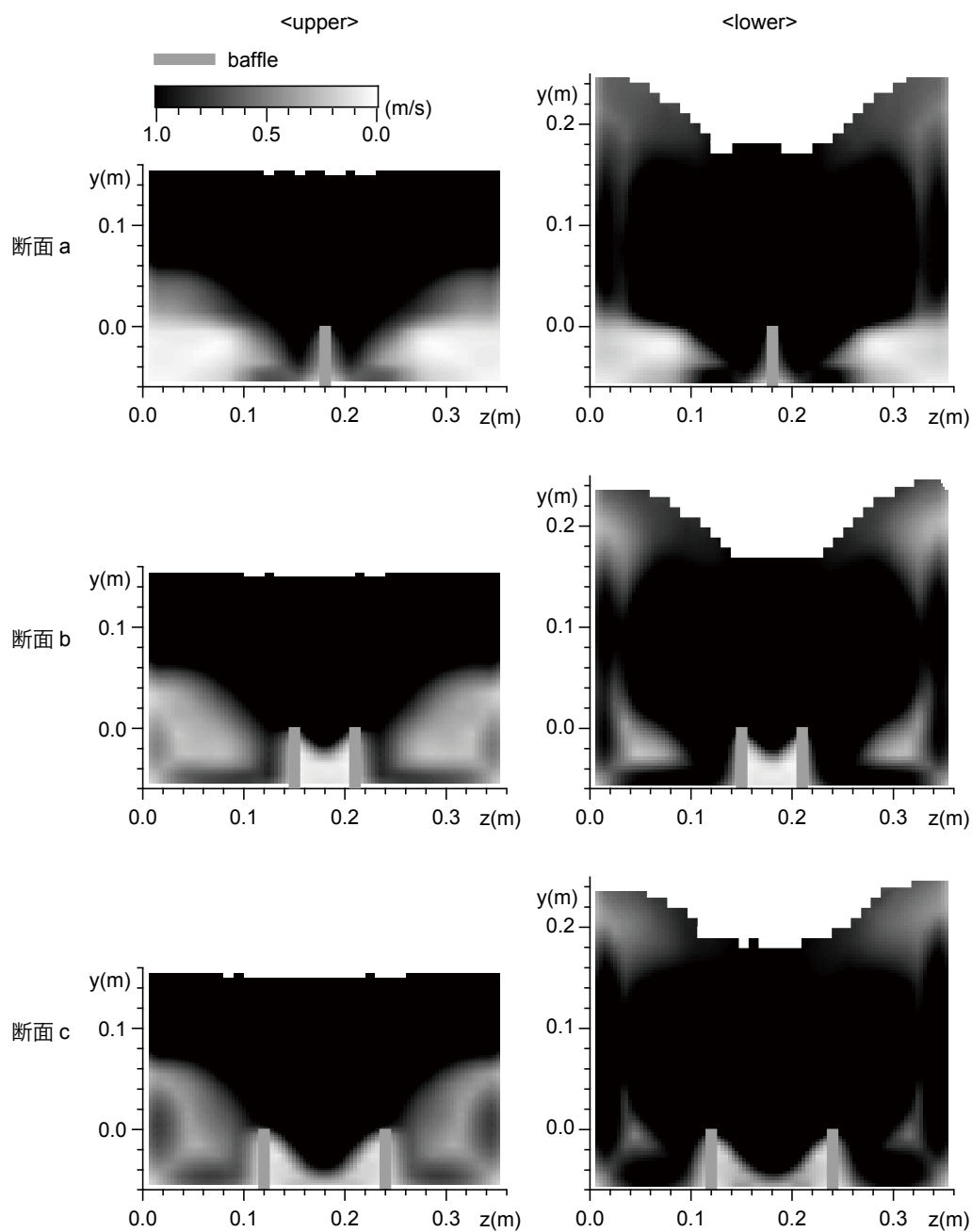


図-5.50 流速強度図の重ね合わせ

## 5.2.6 結 語

本節では、3種のストリーム型数値魚道を構築した。デニール型およびスティーブパス型魚道における平均流速分布に関しては、既往の水理実験結果との対応は良好であり、少なくとも現時点で知られた実験事実に関しては十分な再現性が確かめられたと言えるだろう。舟通し型魚道については、流速分布等の実験データが存在せず、流れの再現性が確認できなかったが、ス



トリーム型魚道内流れの持つ複雑な流れ場を3次元計算することにより、実験や従来の計算方法では得られない流れ場の詳細に関する数値情報が得られたことの意義は小さくないと言える。ただし、5.2.1項で記述したように、気泡の混入や粒子径以下の乱れの影響等、場の物理的メカニズムをさらに詳細に再現するためのモデルを組み込んだ計算へと発展させることも、計算力学的なツールとしての完成度を高めるために必要であることは言うまでもない。

## 5.3 流木群による閉塞機構に関する研究

### 5.3.1 研究の背景

ダム建設予算の抑制に対する世論が加熱する今日、多目的ダムから治水専用ダムへの変更が検討される事案が増加しつつある。河床部穴あきダムと呼ばれる治水専用ダムは、ゲートレスの常用洪水吐を現況河床高に設ける形式のダムである。常時は全く貯水しないので、貯水による堆砂の発生や水質への影響（微細土砂による濁度、水温、富栄養化等）は僅かであり、環境面から見て負荷の小さい構造である。さらに、多目的ダムと比較してダム容量が少ないので直接的に改変を受けるダム周辺領域が小さく、常時は湛水しないため植生や動物のハビタートへの影響も通常より小さい。また、洪水調節に対してもゲート操作を行う必要がなく、管理・運用が容易である。

このように、河床部穴あきダムは環境調和型の治水専用ダムとして期待されるが、治水機能を有効かつ効率的に発揮するには、洪水時の大型浮遊物による閉塞が生じないように河床部洪水吐の寸法を決定する必要がある。山林荒廃による倒木が増加しつつある今日、洪水時には大量の流木の流出を想定する必要がある。流木群が安全に通過できる河床部洪水吐としなければならない。流木群の洪水吐通過は貯水池の水位低下時に問題となるから、洪水吐内の流れは管路流から開水路流へと遷移し、さらに洪水吐周辺では3次元的な複雑流況が生じる。また、流木間の接触・衝突、ダム壁との流木の衝突が頻発する。このような複雑な状況を再現するための数理モデルとしては、激しい水面変動を伴う場の計算に適した粒子法が有効である。

一方、森林荒廃の拡大は風倒木を増加させ、斜面崩壊の発生頻度を増大させる。その結果、集中豪雨を引き金に多量の流木が発生することとなる。特に山地溪流では、流水断面積に占める流木の投影面積が相対的に大きく、小橋梁等のボトルネックで流木閉塞が発生することが多い。流木閉塞の発生によって橋梁周囲への氾濫が生じ、集落に大きな被害をもたらすのが常である。さらに、流木が橋桁に直接衝突して橋桁を破壊することもあり、橋梁の消失被害も数多

く報告されている。流木の被害を抑制するために考えられる対策としては、i) 適切な森林管理による河川への流木流出量の抑制、ii) 砂防堰堤による堰止め等が挙げられる。砂防堰堤は下流域の被害の抑制に非常に効果的であるが、貯砂容量を超えた時点で流木の捕捉効果も期待できない。したがって、氾濫を誘発し易い橋梁周辺における流木と水流の挙動予測も、橋梁の補強等の流木対策を実施するための基礎情報として重要な項目であると言える。

橋梁による流木の捕捉・堆積に関する一連の過程を数値解析によって再現するには、流木の運動を Lagrange 的に追跡することが有効である。中川ら<sup>21)</sup>は、Euler 的に解いた流れ場で流木を Lagrange 的に追跡し、流木群の家屋間での堰止め現象の平面 2 次元計算を流木間衝突を考慮しない簡易なモデルによって実施した。清水ら<sup>22)</sup>も同様に平面 2 次元計算を実施しているが、個別要素法の枠組みを導入することで流木間衝突の記述を可能にしている。また、後藤ら<sup>23)</sup>は粒子法を適用して流体・流木の両者を Lagrange 的に扱う鉛直 2 次元計算を実施している。このように既往の研究は全て 2 次元場での計算であるが、橋梁周辺の流木の集積被害の報告を見ると、流木は高密度かつ 3 次元的に重なり合っているため、現実に応じた再現計算を実施するためには 3 次元的な取り扱いが可能なモデルが必要である。

本節では、まず 5.3.2 項で流木の追跡に用いた 3 次元剛体連結モデルについて記述する。そして 5.3.3 項で、河床部穴あきダムの洪水吐周辺の流木群の挙動を数値解析し、島根県益田川ダムを対象とした既往の水理実験で見いだされた閉塞モードの再現性に関して検討する。次に 5.3.4 項で、流木群の橋梁による堰止め過程の再現計算を実施する。ここで対象とする橋梁は河幅 3 m 程度の溪流を渡る橋脚のない小橋梁で、流れとともに流下する流木が橋桁に捕捉されて集積し、水位上昇・氾濫を誘発する過程の再現を試みる。

### 5.3.2 数値解析の概要

#### (1) 運動方程式

本節では、3 次元棒状浮体群モデルを構築するために、第 3 章で述べた非均一粒子径型 MPS 法を用いる。非均一粒子径モデルの必要性については以降で具体的に述べるとして、ここではモデルの概要を示す。

支配方程式は、Navier-Stokes 式

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \rho \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{g} + \delta_f \frac{\mu \mathbf{N}}{V} \quad (5.10)$$

である。ここに、 $\mathbf{u}$ ：流速ベクトル、 $p$ ：圧力、 $\rho$ ：流体の密度、 $\mathbf{g}$ ：重力加速度ベクトル、 $\nu$ ：動粘性係数 ( $=1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ )、 $V$ ：体積である。右辺第 4 項は、流木構成粒子間および流木-壁粒子間にのみ作用する摩擦項である。項中の  $\mu$ ：動摩擦係数 ( $=0.25^{24)}$ )、 $\mathbf{N}$ ：抗力ベクトル、 $\delta_f$ ：摩

擦力のフラグ係数であり、流木構成粒子間および流木-壁粒子間で  $\delta_f=1.0$ 、その他で  $\delta_f=0.0$  である。

流木構成粒子間の抗力ベクトル  $\mathbf{N}$ （2本の流木においてそれぞれ粒子  $i$  と粒子  $j$  が接触しているとき）については、

$$\mathbf{N} = |\mathbf{p}_j - \mathbf{p}_i| \gamma_{fr} \pi d^2 \frac{\boldsymbol{\xi}_{fr}}{|\boldsymbol{\xi}_{fr}|} \quad (5.11)$$

と与えた。ここに、 $\boldsymbol{\xi}_{fr}$ ：接触粒子間の相対速度ベクトルの接線方向成分、 $\gamma_{fr}$ ：2粒子間の接触面積に関するパラメータである。 $\gamma_{fr}$  はモデル定数で、ここでは  $\gamma=0.2$  と設定した。

### (2) 3次元剛体連結モデル

本研究では、後藤ら<sup>23)</sup>と同様に流木を剛体と見なして計算を行う。3次元剛体連結モデルにおいても、流木構成粒子を一旦水粒子と区別なく運動の計算を行い、その後、流木構成粒子の相対位置が変化することのないように座標の修正計算をする。座標修正計算は以下の手順で実施する。このモデルは、Koshizuka ら<sup>25)</sup>が単一浮体に用いた passively moving solid model を、浮体群に拡張したものである。

まず、流木の時刻  $t$  における重心  $\mathbf{r}_g(t)$  および座標修正前の時刻  $t+\Delta t$  における重心  $\mathbf{r}_g(t+\Delta t)$  を求める。

$$\mathbf{r}_g(t) = \frac{1}{N_{im}} \sum_{i=1}^{N_{im}} \mathbf{r}_i(t) \quad (5.12)$$

$$\mathbf{r}_g(t+\Delta t) = \frac{1}{N_{im}} \sum_{i=1}^{N_{im}} \mathbf{r}_i(t+\Delta t) \quad (5.13)$$

流木の角速度ベクトル  $\boldsymbol{\omega}$  は、重心周りの流木構成粒子の角運動量ベクトル  $\mathbf{L}$  および重心周りの慣性モーメント  $I$  を用いて、

$$\boldsymbol{\omega} = I^{-1} \mathbf{L} \quad (5.14)$$

$$\mathbf{L} = \sigma \sum_{i=1}^{N_{im}} d_i^3 \mathbf{u}_i(t+\Delta t) \times (\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_g(t)) \quad (5.15)$$

$$I = \sigma \sum_{i=1}^{N_{im}} d_i^3 \begin{pmatrix} |\mathbf{r}_{igy}|^2 + |\mathbf{r}_{igz}|^2 & -\mathbf{r}_{igx} \mathbf{r}_{igy} & -\mathbf{r}_{igx} \mathbf{r}_{igz} \\ -\mathbf{r}_{igy} \mathbf{r}_{igx} & |\mathbf{r}_{igx}|^2 + |\mathbf{r}_{igz}|^2 & -\mathbf{r}_{igy} \mathbf{r}_{igz} \\ -\mathbf{r}_{igz} \mathbf{r}_{igx} & -\mathbf{r}_{igz} \mathbf{r}_{igy} & |\mathbf{r}_{igx}|^2 + |\mathbf{r}_{igy}|^2 \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

$$\mathbf{r}_{ig\psi} = \mathbf{r}_{i\psi} - \mathbf{r}_{g\psi} \quad (5.17)$$

と算定される。ここに、 $\psi$  は  $x, y, z$  のいずれかである。

次に、得られた角速度ベクトルから、回転軸ベクトル  $\mathbf{v}$  と回転角度  $\theta$

$$\mathbf{v} = \frac{1}{|\boldsymbol{\omega}|} (\omega_x, \omega_y, \omega_z) \quad (5.18)$$



$$\theta = \Delta t |\boldsymbol{\omega}| \quad (5.19)$$

を計算して、クォータニオン<sup>26)</sup>

$$\begin{aligned} \mathbf{q} &= (q_x, q_y, q_z, s) \\ &= \left( v_x \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), v_y \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), v_z \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \end{aligned} \quad (5.20)$$

を得る.

流木構成粒子  $i$  の座標は、クォータニオンによる回転行列  $\mathbf{R}$  を用いて、

$$\mathbf{r}_i(t + \Delta t) = \mathbf{r}_g(t + \Delta t) + (\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_g(t)) \cdot \mathbf{R} \quad (5.21)$$

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 1 - 2q_y^2 - 2q_z^2 & 2q_xq_y - 2sq_z & 2q_xq_z + 2sq_y \\ 2q_xq_y + 2sq_z & 1 - 2q_y^2 - 2q_z^2 & 2q_yq_z - 2sq_x \\ 2q_xq_z - 2sq_y & 2q_yq_z + 2sq_x & 1 - 2q_x^2 - 2q_y^2 \end{bmatrix} \quad (5.22)$$

と修正され、粒子  $i$  の移動速度も、

$$\mathbf{u}_i = \frac{1}{\Delta t} (\mathbf{r}_i(t + \Delta t) - \mathbf{r}_i(t)) \quad (5.23)$$

と修正される.

以上の座標修正計算を流木構成粒子に対してのみ毎ステップ行い、流木の運動の追跡を可能にする.

### 5.3.3 自然調節型洪水吐きの流木による閉塞機構

#### (1) 3次元棒状浮体群モデル

粒子法に限らず計算時間は扱う計算点の数に左右される. したがって、必要な解像度を確保しつつ、可能な限り計算点を減らす工夫は重要である. 計算領域と解像度のバランスを考慮して、流木（すなわち、棒状浮体）を一行に配列された粒子で構成することにした. ここでは、3次元棒状浮体を扱う際の問題点を示し、その解決策について述べる.

固定壁粒子を配列するのと同様に、3次元棒状浮体を、粒径と等しい間隔で粒子を並べて構成すると、複数の流木が交差する際に不都合が生じる. 図-5.51 左図に示されるように、2本の流木を垂直に交差させて水面に浮かべた際のその後の挙動を計算した. 初期状態での流木の交差点は、互いの構成粒子が上下で接するように配置した. 図-5.51 右上図は2本の流木の重心の高さの差の時系列を示している. 標準の3次元MPS法では、時折2本の流木の位置が逆転しており、流木のすり抜けが生じていることがわかる.

このような現象の生じる理由は、2本の流木の交差点付近にある流木構成粒子の反発力にある. 図-5.51 右中図は交差点に最も近い粒子（粒子Cとする）の圧力の時系列を示している. ここで

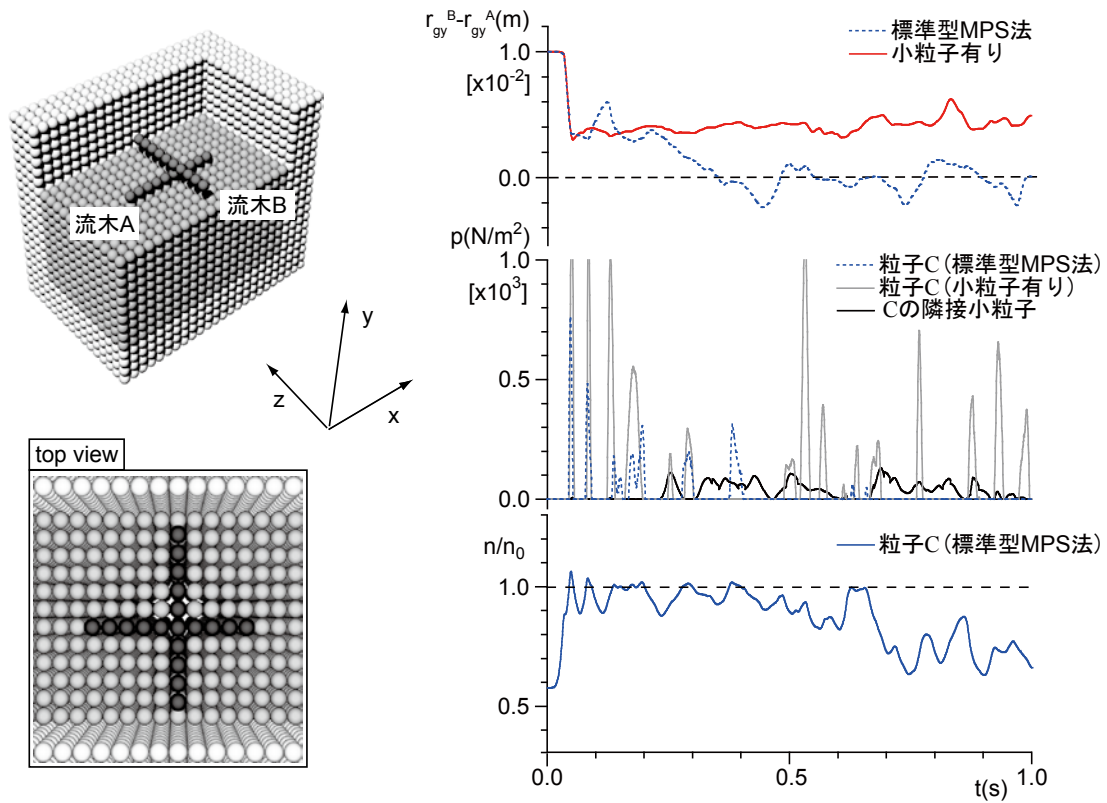


図-5.51 3次元棒状浮体の交差

見られるように、 $t=0.1-0.2$  sでは連続的に反発力が生じ、2本の流木は十分な距離を保っているが、その後 $t=0.2-0.4$  sには、反発力の生じる頻度が低下し、2本の流木が十分な距離を保てなくなる。 $t=0.2$  sは、流木の交差点がずれて、流木Bの構成粒子の中間点に移動する瞬間に相当する。図-5.51右下図を見ても、 $t=0.2$  s以降はCの粒子数密度はほとんど閾値 $n/n_0=1.0$  ( $n/n_0>1.0$ の領域で相互排斥力が発現)を超えず、したがって反発力が得られない。つまり、第3章で示したdry-wet境界での漏水現象と同様の現象が流木間で生じていると考えられる。流木は比重が水よりも小さく、常に水面付近に存在するので、周囲の水粒子数も十分に得られず、特に粒子数密度は上昇しにくい。

この問題に対する解決法として、本節では、流木構成粒子の中間点に小粒子を配置した。結果は図-5.51に示される通り、交差点が流木構成粒子の中間に移動した $t=0.2$  sから新たに配置された小粒子に反発力が生じ、2本の流木の接近を防いでいる。粒子Cが反発力0である時間を埋めるように小粒子に反発力が生じていることがわかる。小粒子は影響半径も小さいので、周囲の水粒子の物理量に余計な影響を与えることなく、すり抜けが起こりそうなときにだけ効果的に反発を与えることができる。小粒子の粒径は経験的に基準粒径の0.29倍とした。

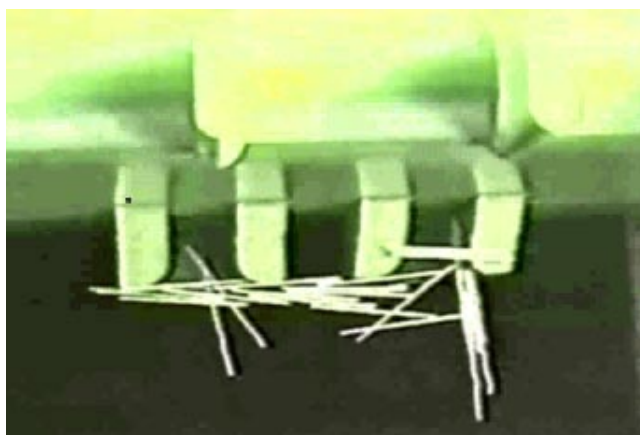


図-5.52 閉塞過程の水理実験（写真）

### (2) 閉塞機構の水理実験

治水専用ダムとして計画された島根県益田川ダム（建設中）の設計のため、出水時に流木が流入した場合を想定した水理模型実験が建設技術研究所で実施された。益田川ダムは、現河床レベルに高さ 3.4m、幅 4.45m の自然調節型常用洪水吐を 2 門備えており、出水時の流木の閉塞が生じないかを確認する必要がある。模型縮尺は 1/40 とされ、流木模型は割り箸で代用された。この流木は実スケールに換算して直径 0.3 m×9.0 m に相当する。初期状態として 100 本の割り箸が貯水池内にランダムに配置された。

図-5.52 に実験画像の一例を示す。実験で見られた流木の挙動についてまとめると以下のようになる。1) 水位が十分高い状態では、流木は洪水吐の方向へ移動しながら水面を漂う。2) 水位が低下し、洪水吐内の流れが開水路流となると、流木の主軸が主流方向に一致するように流木が向きを変える。3) 間欠的に流木が洪水吐へ吸い込まれる。4) 最終的に数本が数本通過せず残存する。

### (3) 計算領域

上記のような水理実験で見られた状況について粒子法による再現を行う。図-5.53 に境界条件を示す。水理実験と同様に縮尺は実スケールの約 1/40 とした。ただし、本節では、解析対象を洪水吐付近に限定したため、ダムの幅および奥行きは水理実験より小さく設定している。常用洪水吐は高さ 8.0 cm、幅 11.0 cm を 2 門設置した。再現計算を流れが開水路流に遷移する直前から行うものとして、貯水池の初期水深は、洪水吐入り口高さよりやや上方の 18.0 cm に設定した。粒径は均一で 1.0 cm（前章で述べた小粒子を除く）とした。洪水吐下流端の条件は自由流出とし、流木構成粒子の比重は  $\sigma_{tim}/\rho=0.5$  とした。

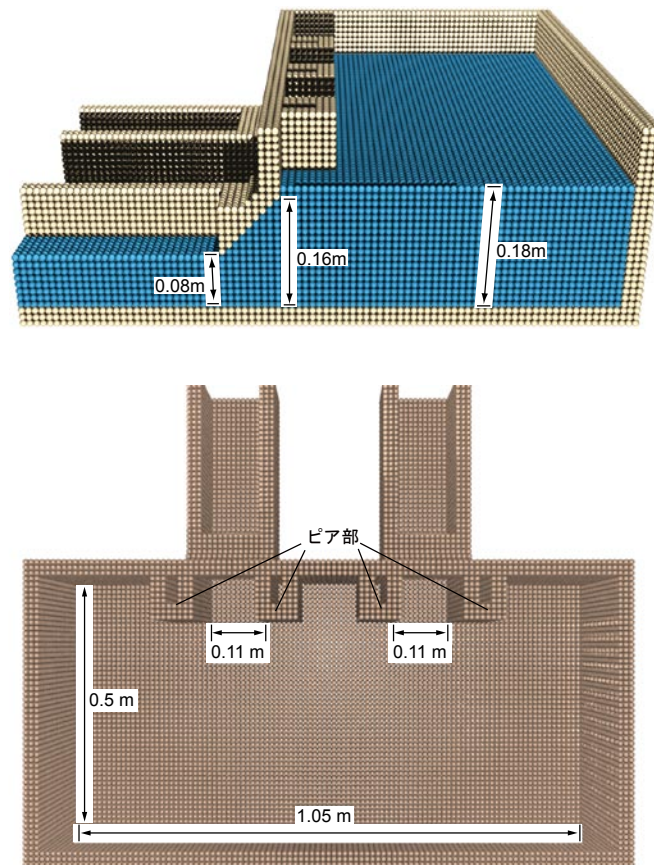


図-5.53 計算領域（上：side view, 下：top view）

#### (4) ダムの放流と流木の挙動

図-5.54 にダムからの放流の様子を示す．棒状のものが流木である．瞬間画像は洪水吐内の流況の見易さに配慮して手前の洪水吐の中央断面で切断して示した．ただし，流木に関しては切断面より手前の粒子も表示している． $t=0.05$  s 時で満管状態にある洪水吐入り口部の流れが， $t=1.05-2.05$  s で管路流から開水路流に遷移し， $t=3.05$  s で完全に開水路流となる．以上のように一連の流れのモードの変化が流木を含む状態でも安定して計算された．また，水面に浮遊していた流木は，洪水吐に吸い込まれる際に流下方向に向きを変え，洪水吐流路内で再び水面に浮上する．このような流木の  $y$ - $z$  平面に関する回転運動について，水理実験のビデオ画像から読み取れる流木の挙動が再現計算されている．

さらに，ビデオ映像では，流れのモードが開水路流の場合に，流木の  $x$ - $z$  平面内の回転運動が洪水吐入り口において見られる．図-5.55 は実験映像から抽出した流木の挙動である．図中の数字はビデオのコマの順序を示している．洪水吐の中心を境にして，左側の流木（図の濃色の太線）は反時計回りに回転し，右側の流木（中間色の太線）は時計回りに回転する．流線にほぼ平行に洪水吐に近づいてきた流木（淡色の太線）は，若干の回転の後に洪水吐へと吸い込まれる．これらのパターンについて共通して言えることは，洪水吐に引き込まれて流木の先端がピア部



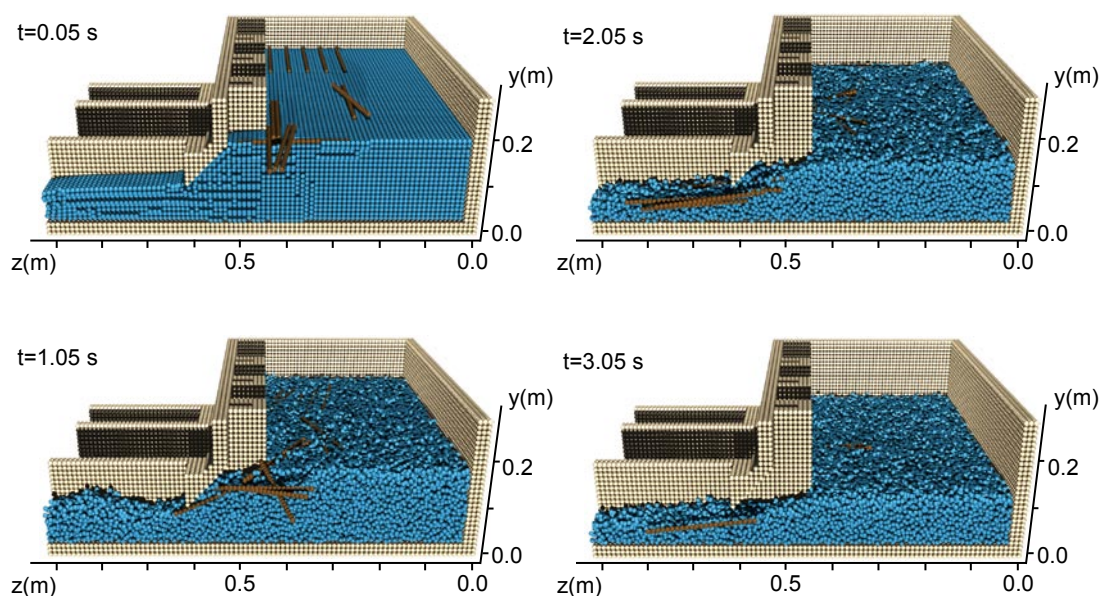


図-5.54 流れのモードの遷移

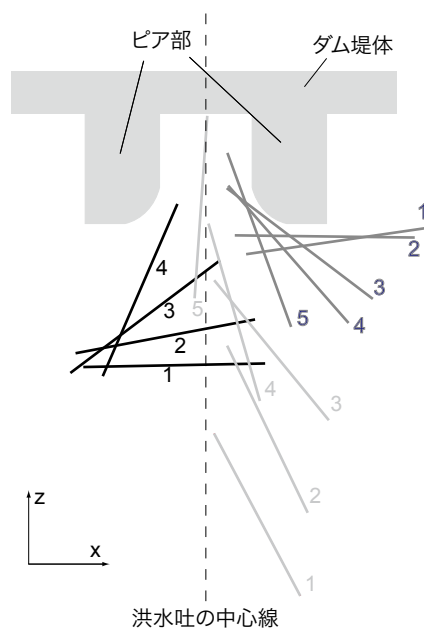


図-5.55 実験画像より抽出した流木の挙動

に差し掛かろうとするときには、流木の主軸が流線にほぼ平行になるということである。

図-5.56 に計算結果の一例を示す。右側の5本の流木はいずれも時計回りに回転しており、 $t=2.05$  sでは、5本のうち4本の流木が流線に沿う方向に主軸を向けて洪水吐に吸い込まれている。計算はこの後も続いており、最後の一本も他の4本と同様の挙動で吸い込まれる。左側後方  $(x,z)=(0.5\sim0.7$  m,  $0.2\sim0.3$  m)にある2本の交差した流木については、流木の主軸が流線に平行になるように反時計回りに回転しつつ流れていく。以上のように、洪水吐が閉塞しない状況での流木の挙動について水理実験から指摘された基本的な特性が良好に再現された。

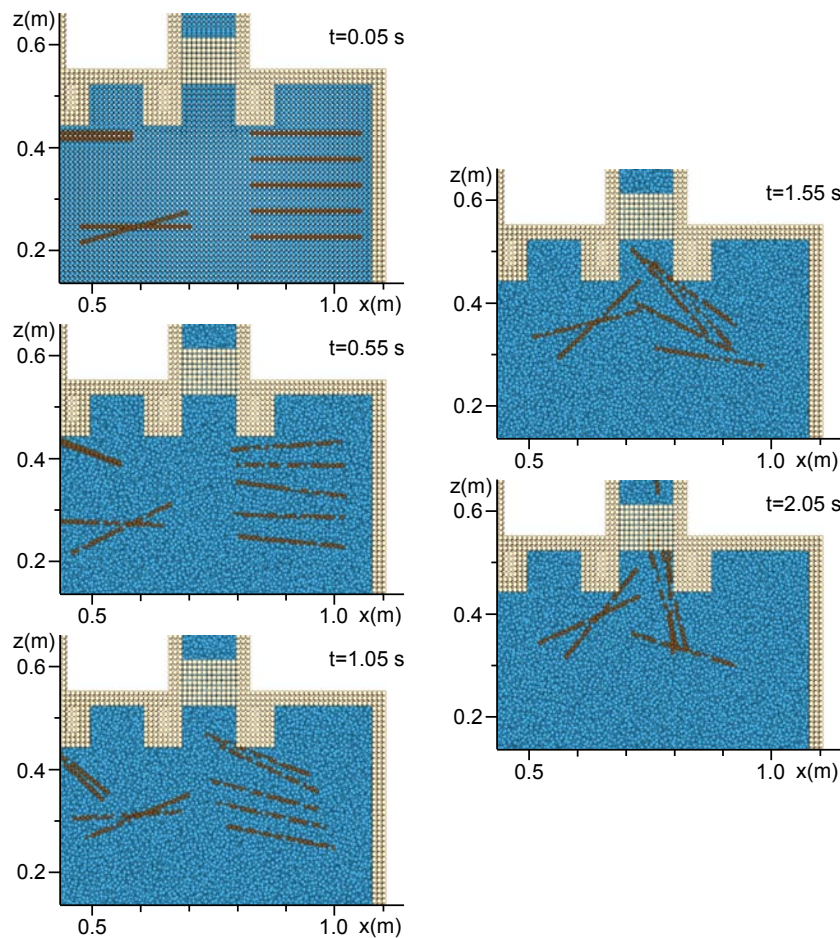


図-5.56 流木の回転運動

#### (5) 洪水吐の閉塞機構

実験によるビデオ画像から見られた流木の洪水吐における閉塞パターンは非常に多岐にわたり、かつ複雑である。ここでは、その中から一つの特徴的なパターンを抜き出して記述する。まず、貯水池の水深が非常に大きい（ピア部が水没している）状態で、流木が流れに乗ってピア部上方の水面に到達し、停止する。水面が低下すると、流木はピア部上端の斜面に沿ってピア部前面に移動する。このとき、流木が洪水吐入りを塞ぐように両側のピアを橋渡しするような形（両側のピア部による2点支持の状態）になると、その流木に遮られるようにして閉塞が起こり始める。ただし、その流木の重心が洪水吐の中心軸からある程度大きくずれると、他の流木との衝突等をきっかけにピア部の支持が失われて閉塞状態が解けることもある。

図-5.57 に計算結果の一例を示す。初期配列は、実験画像で見られた一時的な閉塞状況を参考に作成した。 $t=0.05$  s でピア部を橋渡しするように位置している流木が、 $t=0.45$  s でその流木の右側で時計回りに回転する流木に衝突され、右側のピアから外れて洪水吐へと引き込まれている。一時的な閉塞の原因となっていた流木が流出することで、残りの流木も相次いで流出した。

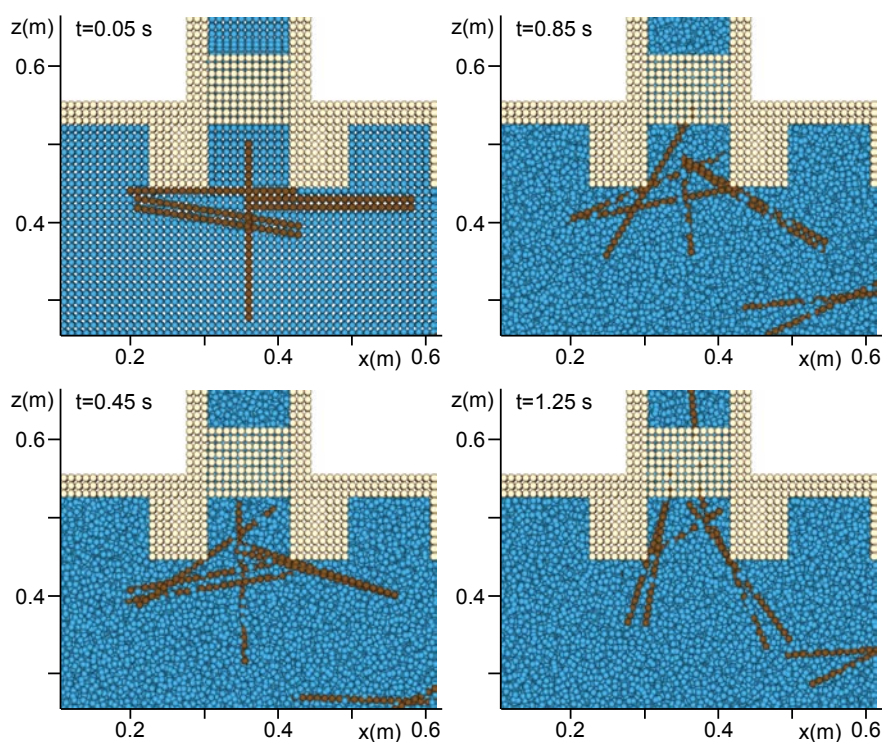


図-5.57 閉塞から流出への遷移

### 5.3.4 山地橋梁の流木閉塞過程

#### (1) 計算領域と計算条件

図-5.58 に計算領域を示す。全長 30.0 m、勾配 1/50 の流下方向に一樣な矩形断面水路を用い、勾配 0、厚さ 0.4 m の橋梁床板を水路上流端から 20.0 m、水路床から高さ 1.7 m の地点に設置した。また、水路上流端から 10.0 m の地点より水路下流端まで、河道の両岸に道路を模した固定床を設置した。道路の勾配は水路と同様であり、河道の側壁の天端に接続されている。上流端の境界には可溶性移動壁<sup>8)</sup>が設置され、水路に一定の流量 ( $q=6.6 \text{ m}^2/\text{s}$ ) を供給する。Fr=1.15 で、射流条件である。下流端には高さ 0.2 m の堰が設置され、堰を越えて落下する粒子については計算を打ち切る。初期水深は 1.5 m、橋梁上流端において橋梁床板と水面との初期クリアランスは 0.2 m である。基準粒径は  $d_0=0.1 \text{ m}$ 、粒子数は約 250,000 個である。8CPU での並列計算で、10 秒間の再現に約 70 時間を要した。

#### (2) 流木モデル

図-5.59 に流木モデルを示す。流木はすべて同一形状で、全長 2.4 m、長さ 1.8 m の幹と長さ 0.6 m の根で構成される。幹は直線状で、断面は図のように配列された 12 個の粒子から成り、



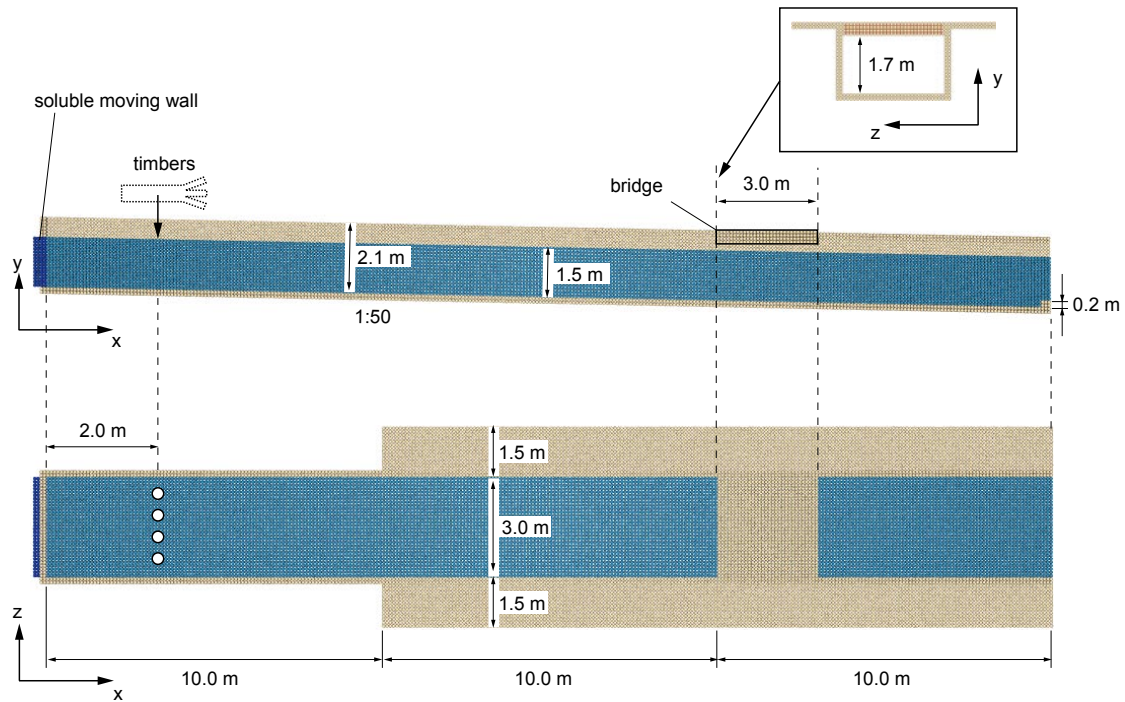


図-5.58 計算領域

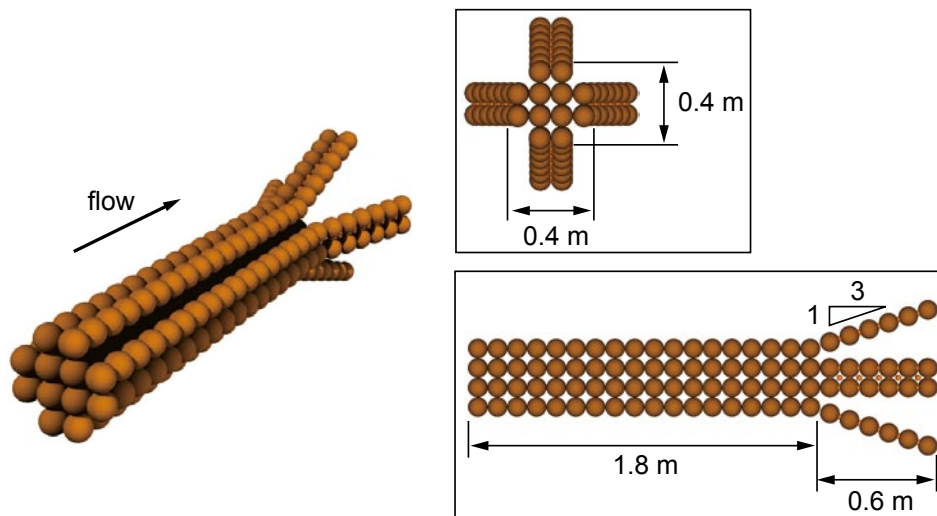


図-5.59 流木モデル

直径は約 0.4 m に相当する。根は一本あたり 2 列の粒子で構成され、幹軸方向 3 に対して幹軸と直行する方向に 1 の広がりを持っている。ただし、異なる流木の根同士が衝突した際、特に空中においては、周囲に十分な数の粒子が確保できずに粒子数密度が低下して反発力が得られず、根同士のすり抜けが発生した。そこで、先程と同様に根部分の流木構成粒子間に小粒子を配置し（図-5.59 の淡色の粒子）、すり抜けを防止した。また、橋梁上流側側面の壁粒子間にも小粒子を配置した。通常の壁粒子は影響球内の半分以上が他の壁粒子で覆われており、影響球内に



粒子が十分含まれるため、たとえ単一の水粒子でも接近すれば粒子数密度が閾値を超えて跳ね返すことが可能となるが、橋梁の隅角部においては、冠水するまでは影響球内に含まれる粒子が通常より少なくなり、十分な反発力が発生しないことがある。本計算では、橋梁の下端と水面が十分離れた状況においても、流木の根が橋梁に直接衝突する。根は少ない粒子数で構成され、かつ、橋梁側面に対して垂直に近い角度で衝突するため、壁粒子の粒子数密度は閾値を超えず、根に対する反発力が獲得できないまま、根が壁内部へ侵入する。このような理由から、橋梁上流側側面にも小粒子を配置した。小粒子の粒径は経験的に決定し、根部分で  $0.29d_0$ 、橋梁側壁で  $0.35d_0$  とした。

流木の供給位置は、上流端から 2.0 m の位置であり、 $z$  軸方向の位置は水路を等間隔に分割する 4 地点（図の白丸）を順番に変更する。供給速度は 2.86 本/s で、常に根を下流側に向けて水面直上から投入した。流木の比重は  $\sigma_{\text{tim}}/\rho=0.7$  とした。

### (3) 計算結果

図-5.60 および図-5.61 に計算結果の瞬間像を示す。水中の状況を見易くするため、図-5.60 では水粒子を小さく表示し、図-5.61 では右岸側の河道側壁より手前の壁粒子を表示していない。流木は、水面を流下して橋梁周辺に到達する ( $t=3.0$  s)。最初の数本は橋桁上流側面の下部に衝突するため、衝突によって向きを変えつつも橋桁の下をくぐり抜けて流下する ( $t=4.5$  s)。これらの流木による流水抵抗の増加が、僅かながら水面上昇を発生させ、それによって、橋桁上流側面の上部に衝突する流木が出現する。流木は衝突点を支点として  $z$  軸まわりに縦に回転しながら流下しようとするが、水深が流木の全長よりも浅いため回転しきれず、幹の先端と水路床が衝突して停止し、流路を塞ぐ ( $t=6.0$  s)。流路を塞いで停止した流木に後続の流木が次々と捕捉されて集積し、橋梁上流側の水位がさらに上昇して、兩岸の道路上および橋梁上への氾濫が始まる ( $t=7.5$  s)。後着の流木はすべて集積した流木群に捕捉され、最終的には側岸の道路上に乗り上げる流木も出現する。流木集積の進行に伴って、氾濫箇所が上流側へ伝播する ( $t=9.0$  s)。

図-5.62 に流木の運動軌跡の例を示す。流木間を結ぶ線は流木の重心の軌跡を表す。case3 は同一の流木を 2 つの角度から映している。本計算における流木の運動を整理すると、3 ケースに大別できる。まず、橋梁と全く衝突しないか、あるいは橋梁に衝突しながらも回転して橋梁の下をくぐり抜けて流下するケース (case1)。この運動は先着の流木に多く見られる。次に、橋梁上流側側面の上部に衝突して回転するが、幹の先端が水路床に衝突して回転しきれず、流路を閉塞させるケース (case2)。そして、後着の流木に見られる橋梁前面で次々と捕捉され、場合によっては側岸に乗り上げるケース (case3) である。case3 で取り上げた流木は最も特徴的なものであり、既に捕捉された流木の上に乗り上げながら橋梁に到達し ( $t=7.0$  s)、その流木の下に潜り込んだ後続の流木と右側に漂着した流木とそれぞれ接触して左上方に大きく跳ね上がり

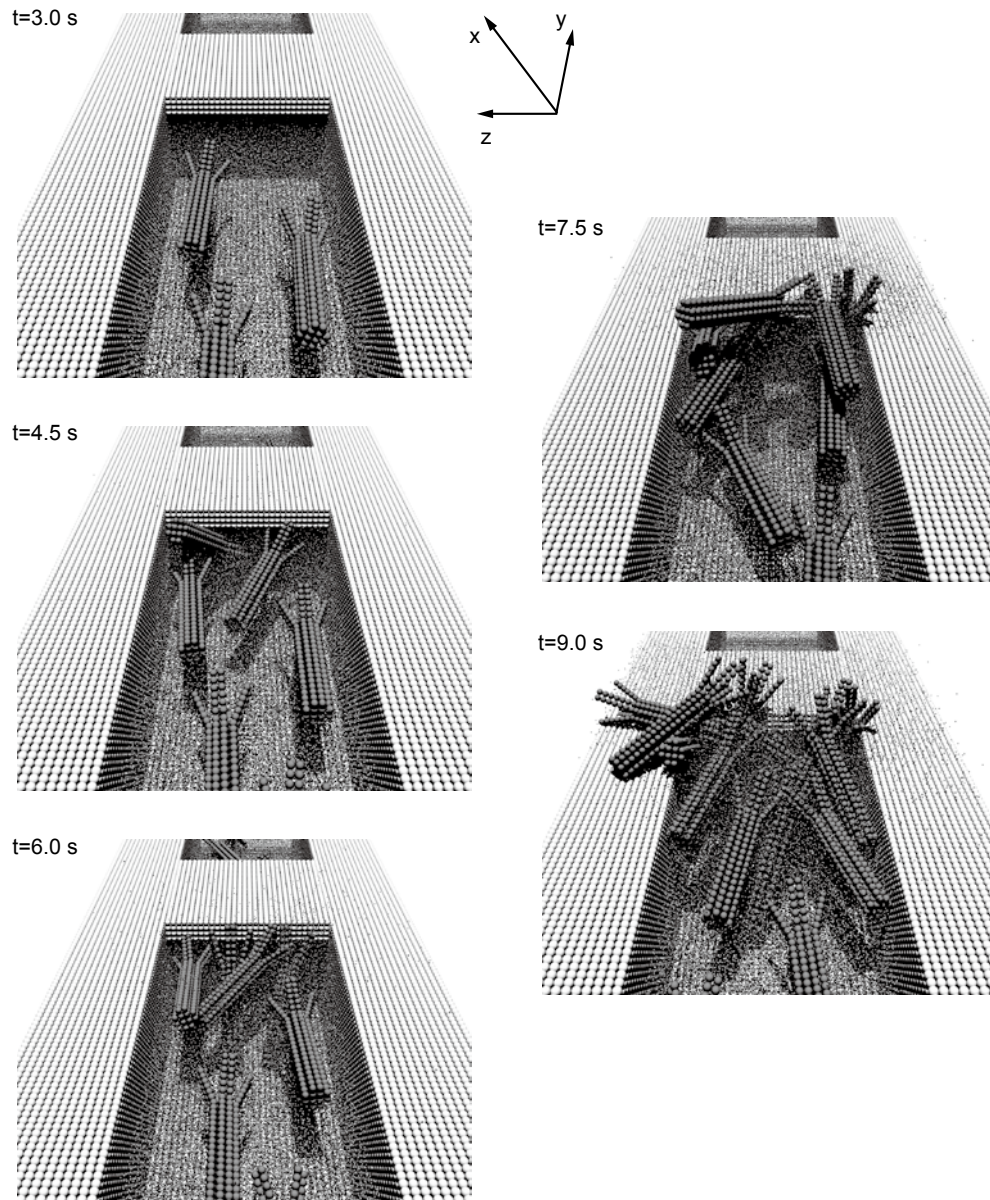


図-5.60 瞬間像（上流側から）

( $t=8.0$  s), 最終的に側岸に乗り上げた ( $t=9.0$  s).

図-5.63 に水位時系列を示す．濃色の線は，橋梁上流側側面から 1.0 m 上流側での観測記録であり，淡色の線は，橋梁下流側側面直下で記録されたものである．水位変動は流木の挙動と密接に関係しているため，図-5.64 と合わせて説明する．図-5.64 の黒線は橋梁上流端での流水断面に対する流木の投影面積の占める割合である．橋梁上流端から 2.0 m 上流側の範囲に含まれる流木構成粒子を投影して計算した．棒グラフはその範囲に含まれる流木の本数である．図-5.64 下の瞬間像は，上流側からのアングルで，上記の範囲内に含まれる流木構成粒子と壁粒子のみを描いている．まず，橋梁上流での水位記録に注目すると，流木の衝突が発生する  $t=3.3$  s 頃か

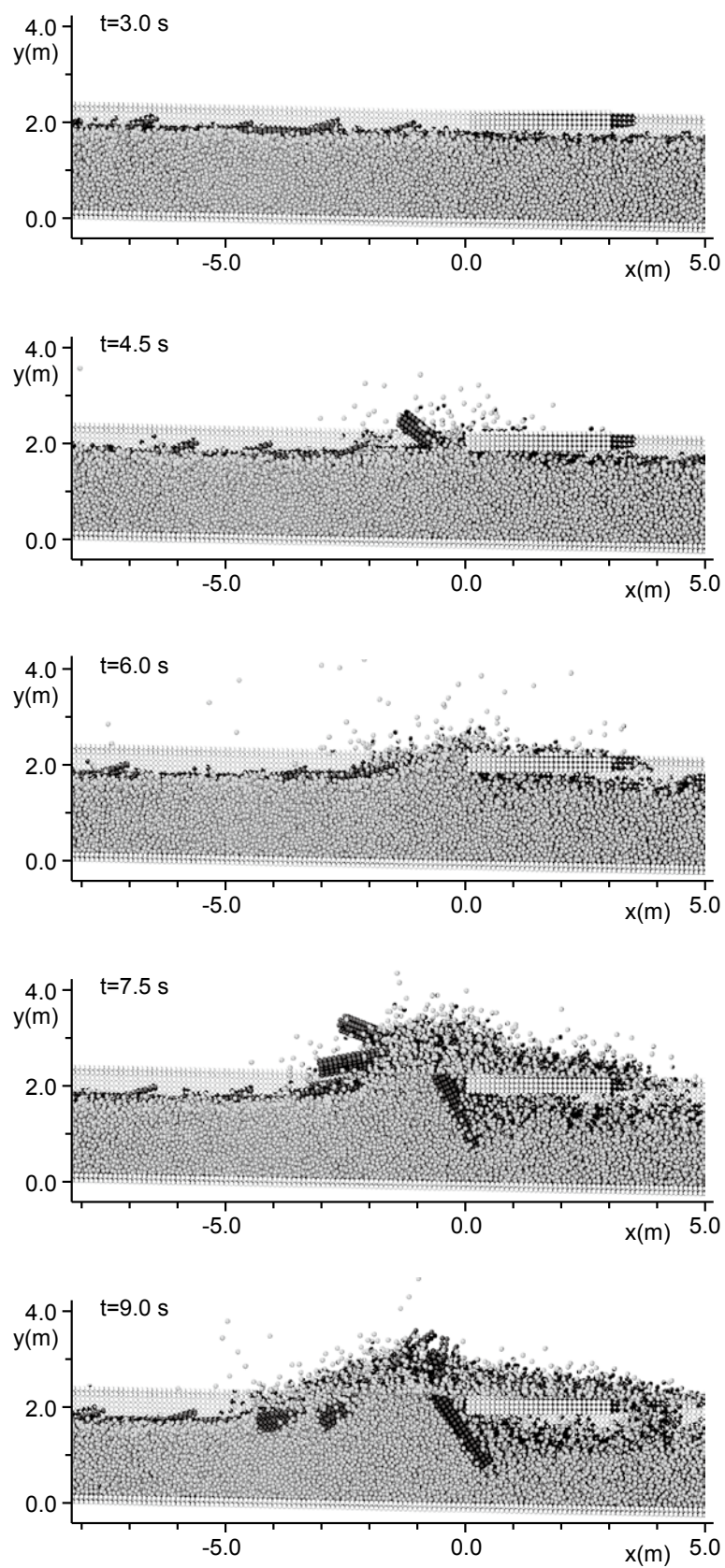


図-5.61 瞬間像（右岸から）



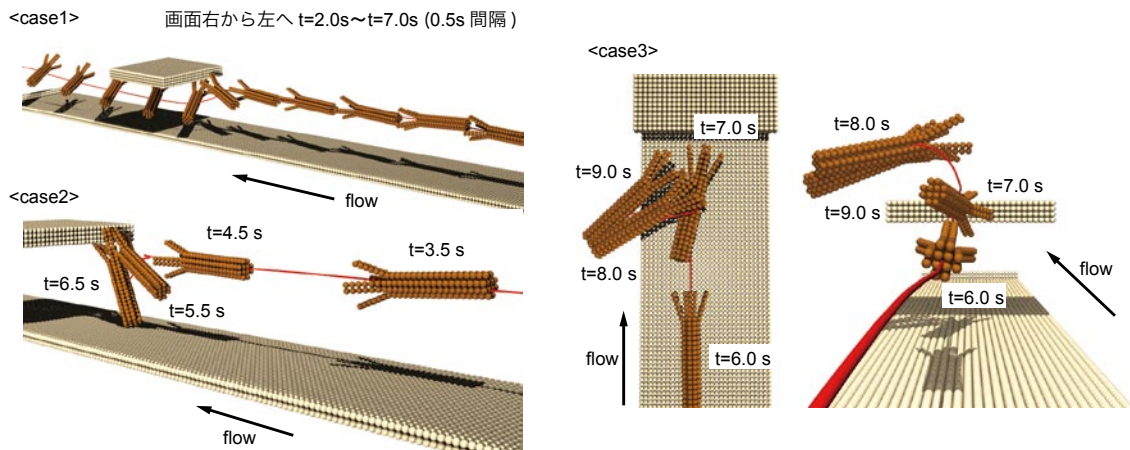


図-5.62 流木の運動軌跡

ら徐々に増加し始め、流木が完全に捕捉され始める  $t=6.0$  s 頃を境に急激に増加する。水位が急激に増加する直前の期間（図-5.64 中の A）では、2 本の流木が根と橋脚の衝突点を支点に回転して、水路床と橋桁を縦に渡す形で水流を遮っており、これが水位増加の原因となっている。この 2 本の流木は、計算終了までこの状態を維持していた。次に、 $t=7.0$  s 過ぎから二度目の水位増加が見られるが、その直前の期間 B でも投影面積の増加が起こっている。具体的には、右岸側に漂着した流木が、 $z$  軸を回転軸として回転し、ほぼ直立するように流水断面を遮っている。 $t=7.4$  s 以降（期間 C）は橋梁に到達する流木の本数は増えるが、投影面積の増加が顕著でない期間である。この原因は、橋梁上流側の水位が増加したことで、橋梁に到達した後続の流木群の位置が橋梁床板下端よりも上方になるからである。図-5.64 の瞬間像から視覚的に見ても、橋梁床板下端より上方は流木の密度は次第に増加していくが、流水断面における流木密度の変化量は小さいことがわかる。橋梁下流側での水位は上流側とはちょうど逆に、投影面積の増加とともに減少する。

### 5.3.5 結 語

剛体連結モデルを用いて、流木の運動を追跡し、ダムของ洪水吐きおよび山地橋梁における閉塞過程の再現計算を実施した。5.3.2 項では、自然調節型洪水吐を有するダムにおける流木による閉塞機構に関して、1) 貯水の放流における流れのモード変化、2) 障害がない場合の洪水吐付近における流木の挙動、3) 一時的な閉塞から流出までの過程についてそれぞれ一定の再現性を示すことができた。本項で参考にした水理実験では、ランダムに流木を配置しており、実験状況の完全な再現は容易ではない。したがって本項では、定性的な一致の程度を調べることに重点を置いた。今後詳細な検討を実施する上で、定量的な評価を行うべく、流れ場における浮体

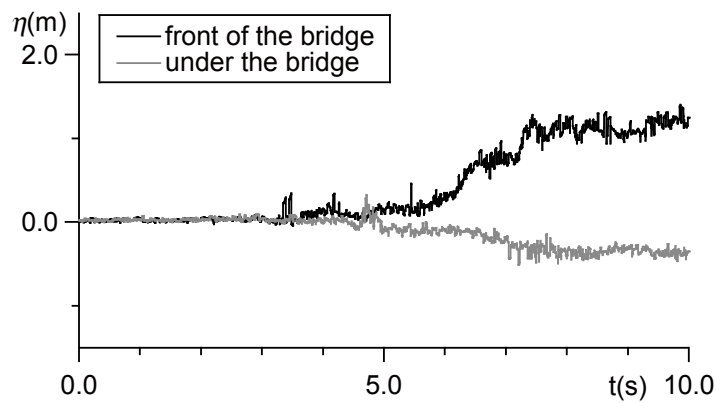


図-5.60 水位時系列

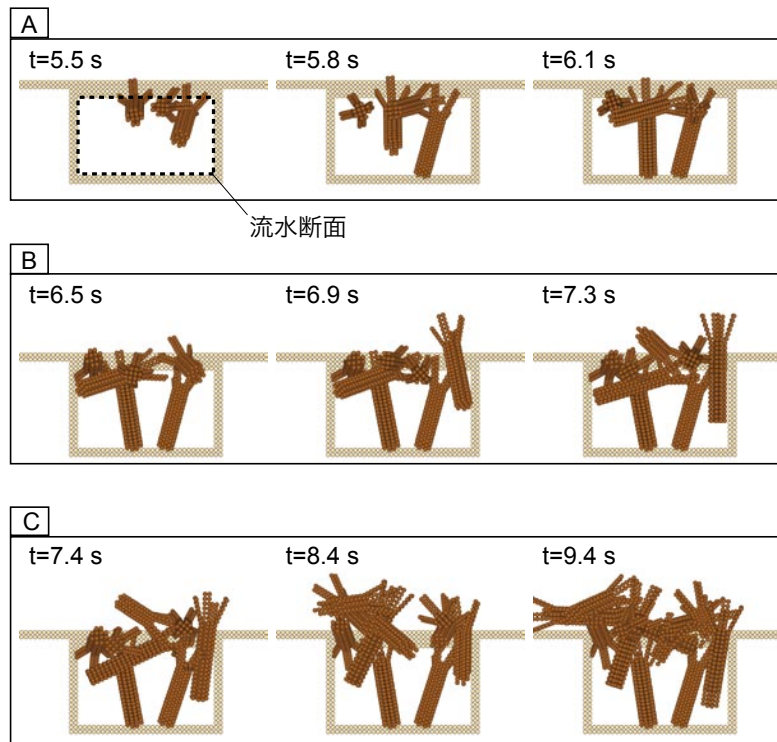
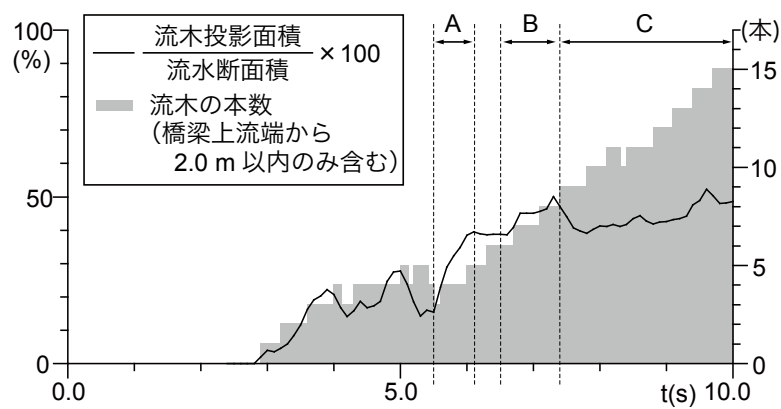


図-5.61 流木の捕捉

群挙動のベンチマークデータの収集が必要である。一方、5.3.3 項では、溪流河川における流木群の橋梁堰止め過程の再現計算を実施した。流木が橋桁と水路床を渡す形で縦に流路を塞ぎ、それがトリガーとなって後続の流木が次々と捕捉されるという一連の過程が、時間発展的に計算され、本研究で適用した粒子法がこの種の問題の有用なツールであることが示された。この種の現象解析は、これまで 2 次元計算のみが行われ、物理過程が必ずしも十分に説明されてこなかった。実在の流木閉塞事例では、氾濫の終息後の痕跡に関するデータが得られてはいるが、実際に閉塞が生じる瞬間を観測することは極めて困難である。本研究で示した計算力学的な方法によって閉塞過程を詳細に分析できれば、閉塞抑制等の立案に有用な物理情報が得られると期待される。今後、中・下流域での本計算の適用性の検討や橋脚に働く流木の衝撃力や流体力等の計測を可能にして、橋梁の安全性の検討に貢献するツールへと発展させたい。

## 5.4 排砂水路底面の摩耗過程のシミュレーション

### 5.4.1 研究の背景

ダム堆砂は単に貯水容量の低下を生じさせるのみではなく、ダム下流域への土砂供給を著しく減じて、河床低下や海岸浸食など広範囲の土砂収支に歪みをもたらす。堆砂の抑制については、貯水池への流入土砂を直接カットする排砂バイパストンネルが最も効果的な対策として注目されている。排砂バイパストンネルをはじめとする排砂水路の材料には、コンクリートが用いられるが、バイパスされる河川の流水断面と比較して相当に小さい断面の排砂水路で、河川を通過していた流砂の大部分をフラッシュするため、コンクリートの摩耗が大きな問題である。

コンクリート製水理構造物の摩耗に関する研究は多数存在するが（例えば、石田<sup>27)</sup>）、実在規模のコンクリート水路を対象としたものではなく、排砂バイパストンネルの設計のための知見としても必ずしも十分なレベルにはなかった。このような認識から、福岡ら<sup>28)</sup>は実在排水路規模の大型コンクリート水路を用いて砂礫による水路底面の摩耗過程を実測し、さらに、3 次元個別要素法と断面 2 次元流体解析を組み合わせたシミュレーションを実施した<sup>29)</sup>。ただし、水流の解析は流水中に固定された砂礫を想定して実施されており、流体・粒子相互作用は動的にカップリングされていない（言い換えると、標準的な two-way カップリングで必要となる固相・液相の交互の収束計算を各々 1 ステップのみ実施したことに相当する）。

排砂水路の流況で特徴的なことは、相対水深が小さいことである。既往の実験（例えば、福岡ら<sup>28)</sup>）でも水深 20 cm 以浅の流れに最大粒径が 10 cm を越える混合砂が投入されており、

水理条件次第ではあるが最大粒径が水面から露出するような流下形態も出現する。流砂水理学的な観点から用いられてきた既往の混相流モデル（例えば、後藤ら<sup>30)</sup>）では、相対水深が大きい流れが対象とされ、自由水面と砂礫の直接的干渉は考慮されてこなかった。したがって、従来の数値流砂水理学的方法の延長では、対象とする場の特徴である自由水面の影響を良好に反映させることができず、不適切である。

そこで、本研究では、水塊の分裂・合体など複雑な自由表面流の挙動の記述に適した粒子法に移動剛体要素として混合砂礫を導入した固液混相流のフレームワークを構築し、排砂水路中の砂礫の運動特性に計算力学的にアプローチする。粒径別の路床へのインパクトや粒径別の侵食量の空間分布など、混合砂礫によるコンクリート床侵食過程の物理的メカニズムを考える上で重要な基礎情報がシミュレーションを通じて取得できる。本研究は、激しい擾乱を伴う水面の存在故に画像解析からも取得が困難な砂礫運動の物理特性が推定できる点で、既往の実験データを補強し、排砂水路設計に寄与する基礎データを得るためのツールとして有用である。

#### 5.4.2 数値解析の概要

##### (1) 固液混相流型 MPS 法

本研究では、二流体型の固液混相流モデル<sup>31)</sup>を用い、固相粒子を剛体連結モデル<sup>25)</sup>によって連結させることにより、混合砂礫を取り扱う。

運動方程式は、

$$\rho_l \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = (-\nabla p_l + \rho_l \mathbf{v}_l \nabla^2 \mathbf{u}_l)_l - \mathbf{f}_{lsp,l} + \rho_l \mathbf{g} \quad (5.24)$$

$$\rho_s \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = (-\nabla p_s + \rho_s \mathbf{v}_s \nabla^2 \mathbf{u}_s + \mathbf{f}_{colp})_s + \mathbf{f}_{lsp,s} + \rho_s \mathbf{g} \quad (5.25)$$

$$\mathbf{f}_{lsp,l} = -(-\nabla p_l + \rho_l \mathbf{v}_l \nabla^2 \mathbf{u}_l)_s \quad (5.26)$$

$$\mathbf{f}_{lsp,s} = (-\nabla p_s + \rho_s \mathbf{v}_s \nabla^2 \mathbf{u}_s)_l \quad (5.27)$$

である。ここに、 $\mathbf{f}_{colp}$  は本研究で付加的に考慮した反発力（詳細は (2) に示す）である。添字  $m=l,s$  はそれぞれ液相および固相を示す。

一般に用いられている流水中の単一球の運動方程式には、流体抗力項、Basset 項、Magnus 揚力項、Saffman 揚力項等の外力項が式中に陽に示されるが、固体球周囲の流れ場が十分な精度で解かれれば、これらの外力はモデル化なしに直接的に評価できる。これは粒子流 DNS<sup>32)</sup> のコンセプトであるが、粒子法における粒子の運動は周囲粒子との相互作用に基づいて計算されているので、各粒子は周囲の圧力分布、流速分布に支配されて運動することとなり、フレームワー

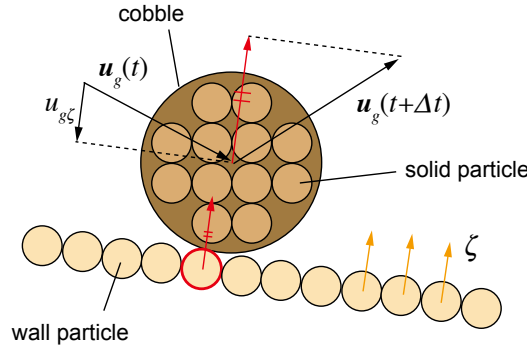


図-5.65 反発モデル

クとしては粒子流 DNS に他ならない。ただし、本研究で扱う砂礫粒子に対する周囲流体の相対的な解像度は、粒子流 DNS で扱われるもの（例えば、Kajishima and Takiguchi<sup>33)</sup> は流体解析に粒子径の 1/10 の格子間隔を採用している）と比較して解像度は低く（流体粒子径は、最大の礫の 1/5）、DNS として十分な解像度を確保できてはいないので、より正確な議論にはサブ粒子スケールのモデルを導入する必要がある。運動方程式の離散化については、標準の MPS 法と同様である。

## (2) 反発モデル

MPS 法における粒子は計算点であるので、二流体型の固液混相流モデルで扱う固相粒子は、粒子追跡法等で扱う固体粒子とは異なり、多数の粒子を剛体結合して表現される。したがって、固相粒子・壁粒子間の衝突においては、saltation 計算のように仮想反発面を考えた反発の法則によって反発後の粒子の速度が定まるのではなく、固体を構成する粒子の中で表層に存在する粒子と固定壁を構成する粒子の圧力値が上昇して相互に反発力を発現することで反発過程が計算される。そこで、剛体連結モデルによって連結された固相粒子群（＝礫）と壁粒子の間に付加的な力を作用させて反発の法則と等価な反発速度が得られるように調整する。具体的には以下のようなものである。

図-5.65 に概念図を示す。礫（図中の濃色の大円）が壁粒子（淡色）に接近し、太枠線の壁粒子と接触したとき、各壁粒子の持つローカル座標（淡色の矢印は鉛直方向  $\zeta$  を示す）での礫の重心の  $\zeta$  方向速度成分  $u_{g\zeta}$  に比例した力を  $\zeta$  方向に与える。

$$f_{\zeta} = -(1 + \alpha_{res}) u_{g\zeta} / \Delta t \quad (5.28)$$

$$\mathbf{f}_{colp} = T_{Bi}^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ f_{\zeta} \end{pmatrix} \quad (5.29)$$

ここに、 $f_{\zeta}$ ：反発力の  $\zeta$  軸方向成分、 $T_{Bi}$ ：壁粒子  $i$  の持つローカル座標系への変換行列である。 $\alpha_{res}$  はチューニングパラメータであり、静水中の単一固体粒子の落下計算において反発係数が 0.5 となるように  $\alpha_{res}=2.4$  と設定した。



## (3) 砂礫衝突による摩耗量の評価

MPS法の洗掘計算の方法としては後藤ら<sup>34)</sup>による簡易洗掘モデルがあるが、このモデルでは、水流の河床に対する剪断力と衝撃力が閾値を超えると、河床表面壁粒子のフラグを固定粒子から移動粒子へと変更させて粒子を水流中に pick-up し、洗掘現象を模擬する。このモデルでは、洗掘深が粒径の整数倍で評価されるので、最大洗掘深と比較して解像度が十分に確保されなければ精度が良くない。本節で対象とする砂礫の衝突による摩耗現象は、水路床が変動するという意味で洗掘と同様の現象であるが、一回の礫との衝突で発生する摩耗量は移動床における洗掘深と比較して遥かに小さく、本研究で扱う粒径では十分に解像度を確保できない。

そこで本節では、固定粒子から移動粒子へのフラグ変更を用いて摩耗を表現するのではなく、礫と衝突した固定壁に対して、その点に作用する力積から摩耗量（厚さ）を推定し、それに応じて壁粒子の位置を下方に移動させた。壁粒子の移動量は、

$$\Delta y = -\alpha_{abr} \cdot M_p \{u_{gy}(t + \Delta t) - u_{gy}(t)\} \cdot d \quad (5.30)$$

と書ける。ここに、 $\alpha_{abr}$ ：時間縮尺を調整するためのチューニングパラメータ、 $M_p$ ：礫の質量、 $u_{gy}(t)$ ,  $u_{gy}(t + \Delta t)$ ：衝突前後の礫の重心の速度の鉛直方向成分である。こうすることで粒子径以下の微小な変位を取り扱うことが可能になる。礫衝突による摩耗現象は、長時間かけて徐々に進行する現象であるが、MPS法の計算負荷を考えると実時間スケールでの計算の実行は非現実的と言わざるを得ない。そこで、福岡ら<sup>29)</sup>の実験で計測された累積供給砂礫量に対する平均浸食深の記録から約20時間の現象を物理時間10.0秒で再現することとした。更に、衝突による摩耗の影響が直接衝突した壁粒子だけでなくその周囲に含まれる壁粒子にも及ぶものと考え、ガウス分布に従って周囲壁粒子の摩耗量を

$$\Delta y_j = \Delta y_i \cdot \exp\left\{-\left(r/d\right)^2/2.0\right\} \quad \text{for} \quad r \leq r_{abr} \quad (5.31)$$

によって算出した。ここに、 $r_{abr}$ ：摩耗の影響半径（ $=3.1d$ ）である。

$\alpha_{abr}$ の導出に関しては、礫の壁面との衝突によって生じた力が礫と壁面との接触面においてせん断力として作用するという新井・澤木<sup>35)</sup>の考え方にない、

$$\Delta S \tau_c = \frac{C_d}{t_a} M_p \{u_{gy}(t + \Delta t) - u_{gy}(t)\} \quad (5.32)$$

$$\Delta S = \pi d_c \Delta y \quad (5.33)$$

と表現し（ $\Delta S$ ：礫と壁面の接触面積、 $\tau_c$ ：壁面材料のせん断降伏応力、 $C_d$ ：周囲流体の影響と非球形粒子の補正、 $t_a$ ：礫の壁面衝突時間、 $d_c$ ：礫粒径）、 $\Delta y = \alpha_{abr2} d$ とすれば、

$$\alpha_{abr2} = \frac{C_d}{\pi d_c d_0 \tau_c t_a} M_p \{u_{gy}(t + \Delta t) - u_{gy}(t)\} \quad (5.34)$$

となる。ただし、先に述べたように時間縮尺の効果を加味し、一方で、ガウス分布に従って周囲粒子を連行させて沈下させることによる摩耗量の過大評価を修正する必要がある。これらを考慮すると、

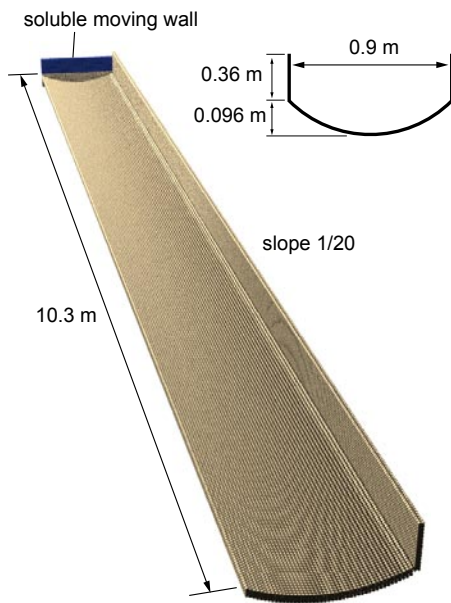



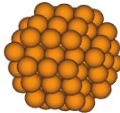


図-5.66 計算領域

表-5.2 礫モデルの諸元

	固相粒子数	換算礫粒径 $d_c$ (cm)	配合割合 (%)
	1	2.481	40
	8	4.963	30
	32	7.878	20
	81	10.74	10

$$\alpha_{abr} = \frac{C_d}{\pi d_c d_0 \tau_c t_a} \cdot \frac{t_q}{\sum \Delta y_j} \quad (5.35)$$

となる ( $t_q$ : 時間縮尺調整のためのパラメータ). 式中のパラメータについて,  $t_a = \Delta t = 0.001$  s,  $\tau_c = 3.0 \times 10^7$  N/m<sup>2</sup>,  $d = 0.02$  m,  $t_q = 7200$ ,  $\sum \Delta y_j = 6.2$  と設定し,  $d_c$  には平均礫粒径 0.05 m,  $C_d$  は付加質量係数に相当するものと考えて 0.4 とすれば,  $\alpha_{abr} \doteq 2.0$  となる. 例えば, saltation 計算においても河床に存在する全粒子を追跡するのではなく, 代表粒子を追跡して粒子運動を論じるように, 本計算でも個々の粒子の衝突のインパクトを割り増して摩耗の進行プロセスを模擬している (つまり, 本計算で出現した礫を約 20 時間の間に出現する礫の代表と見なしている). 代表粒子追跡のコンセプトは DSMC (Direct Simulation Monte Carlo) でも用いられており, この種の Lagrange 型モデルでは一般的である.

### 5.4.3 コンクリート水路の摩耗過程

#### (1) 計算領域と計算条件

図-5.66 に計算領域を示す. 用いた水路は, 全長 10.3 m, 勾配 1/20, 水路幅 0.9 m であり, 断面形状は流下方向に一様で, 水路中央が凹んでいる. 水路勾配, 水路幅, 水路断面形状に関しては福岡ら<sup>28)</sup>の水理実験とほぼ同様に設定した. 上流端には可溶性移動壁<sup>8)</sup>による流入境界が設置されており, 流量  $Q = 0.5$  m<sup>3</sup>/s を水路に供給した. 水路下流端に達して落下した粒子は消去される. 粒子径は均一で 0.02 m, 粒子数は約 400,000 個である.

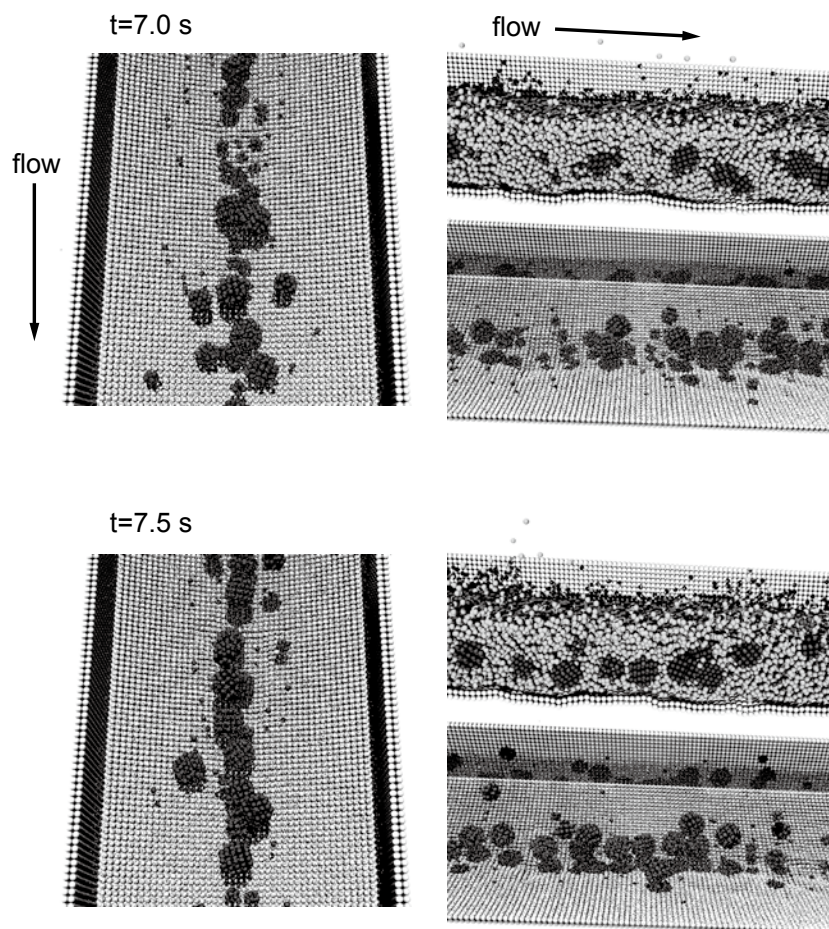


図-5.67 瞬間像

## (2) 礫モデル

表-5.2 に礫モデルを示す。MPS 法の粒子は球で描かれるが、あくまで計算点であり、粒子一個の体積は、 $V=d^3$  とされる（第3章参照）。したがって礫の粒径には、粒径を構成する固相粒子の個数×体積を球の体積に換算した場合に得られる球の直径を用いる。粒径階は4種類で、粒度構成は表-5.2 のようであり、平均粒径は 5.13 cm、比重は  $\sigma_{cob}/\rho=2.65$  である。礫は上流端より 1.5 m 下流側の水面直上から投入される。ただし、奥行き方向の位置は水路幅を等分割する 5 地点を順番に変更する。供給速度は福岡ら<sup>28)</sup>と同様で  $0.88 \text{ m}^3/\text{min}$  である。

## (3) 計算結果

図-5.67 に瞬間像を示す。濃色が礫で、淡色が水粒子を示す。左図は水路上方からのアングルで、右図下は水路横から映したものであり、それぞれ水中の礫の様子を見易くするために水粒子を小さく表示している。右図上は水路中央断面を示しており、水面の様子を示すため、水粒子を認識し易い大きさで表示している。左図より、比較的粒径の大きい礫は水路中央を流下し、

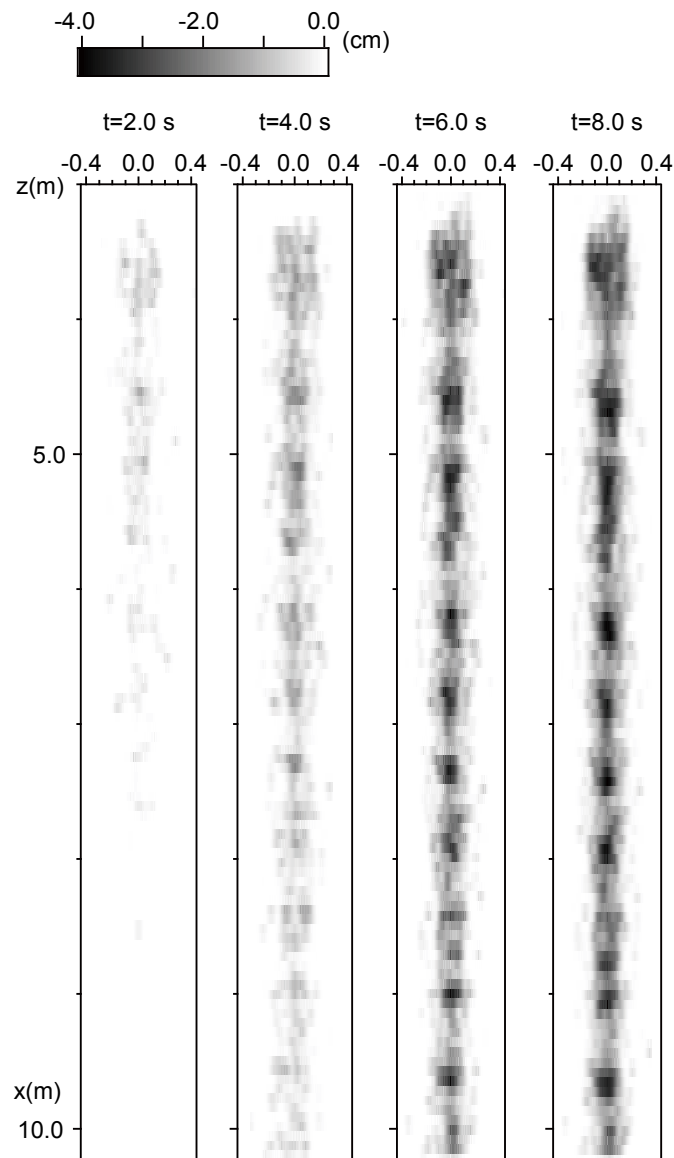


図-5.68 摩耗侵食量分布

粒径の小さな礫はある程度横断方向に分布して移動している。また、右図から摩耗によって生じた凹凸と衝突しつつ礫が流下し、水面では活発に飛沫が飛散する様子が分かる。

図-5.68 に摩耗侵食量分布を濃淡図で示す。水路中央で侵食が顕著で、側壁付近ではあまり顕著な侵食は見られない。また、水路中央に注目すると、周期的に色の濃い（侵食が激しい）箇所が出現し、その周期は 0.6~0.7 m 程である。このような侵食形状は実験でも見られており、定性的に妥当な結果といえる。図-5.69 に、上流端から 7.0~8.0 m 区間における侵食深を、長さ方向に平均した平均断面形状を示す。時間とともに、特に水路中央で侵食が進んで行く様子が分かる。実験では側壁近くも侵食されるが、本研究では、ほぼ水路中央のみとなった。

図-5.70 に  $t=8.5$  s での粒径別の累積侵食量を濃淡図で示す。これを見ると、水路の侵食に主と

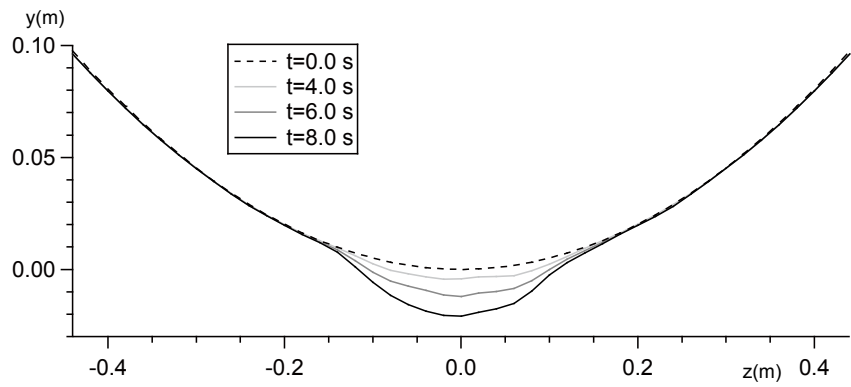


図-5.69 水路平均断面形状

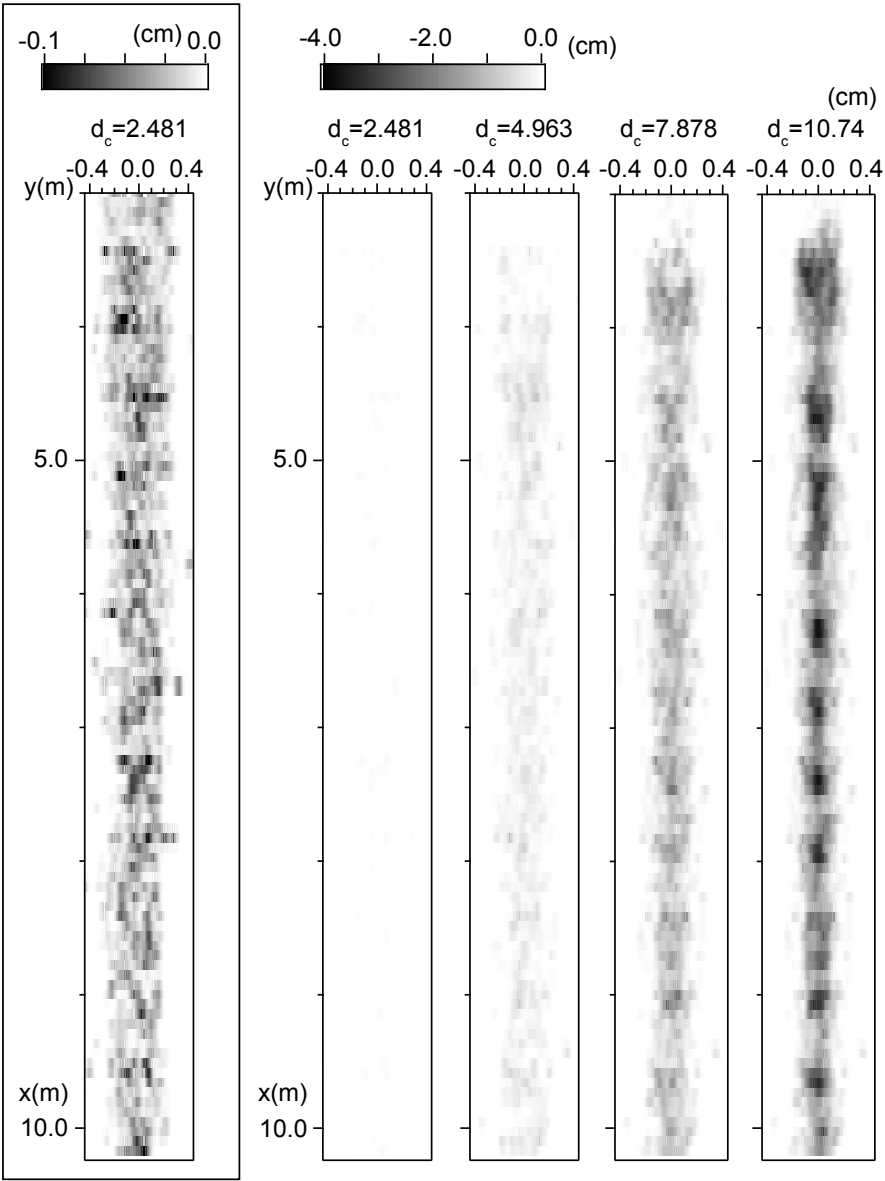


図-5.70 粒径別摩耗侵食量分布

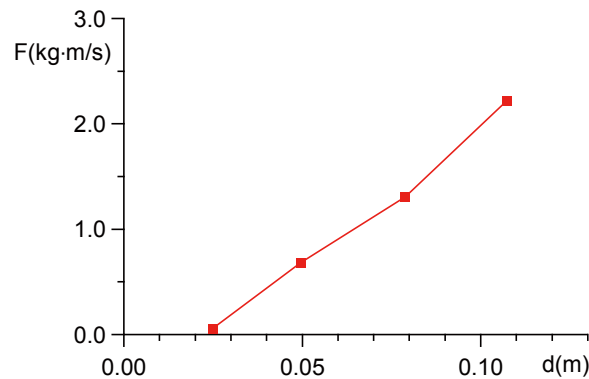


図-5.71 粒径別力積比較

して寄与しているのは比較的粒径の大きな礫であることがわかる。最小粒径の礫においては他の礫と同様の濃淡設定では有為な差が生じず、白色表示となるので、スケールを変更した図を併示した（図-5.70 の左枠内）。他の礫と比較して侵食への寄与は小さいが、侵食範囲が比較的広範囲に分布しており、横断方向への掃流力が大きい。図-5.71 は、水路床に作用した粒径別の力積の平均値をプロットしたものである。粒径の増加に対してほぼ線形に推移しており、この図からも侵食に影響を及ぼすのは比較的大きな礫のみであるとわかる。このように粒度分布を持った礫群を含む流れで、粒径別で侵食への影響を精査することは実験では不可能であり、重要な物理特性の1つが本シミュレーションによって初めて明らかとなったと言える。

#### (4) Saltation 特性

図-5.72 と図-5.73 に礫の平均 saltation 長と平均飛高を示す。図中には Euler-Lagrange カップリングによって saltation の運動を予測したシミュレーション結果<sup>36)</sup>を併示する。「Clear」は流れ場を清水流で解いた計算結果であり、「Sediment-Laden」は粒子混入による負の生成項が流れ場の計算に付加された場合（つまり、混相流れ場）の計算結果である。また、図-5.70 には、関根・吉川<sup>37)</sup>による実験結果も併示する。

掃流力  $\tau_*$  が大きい2粒径（小粒径）については saltation 長・平均飛高ともに通常の saltation より大きくなっている。これは、水路の断面形状の影響と考えられる。水路中央が凹んでいるため、水路中央での礫密度が高くなる。粒径の小さい礫は着底する以前に大きい礫と衝突して上方に再上昇することが多く、飛距離が相対的に長くなる。

一方、 $\tau_*$  の小さい2粒径（大粒径）においては平均飛高が実験を下回る結果となった。これは粒径に対して水深が相対的に浅く、礫の運動が水面と干渉するためと考えられる。通常、saltation の運動を計算するときは、水面は十分に高い位置にあることを前提としている。しかし、本計算では水深は、最大粒径の2倍程しかなく、粒子運動が水面の影響を大きく受けることが予想される。つまり、乱れの減衰作用と同時に水面が緩やかな壁として作用し、saltation の飛高



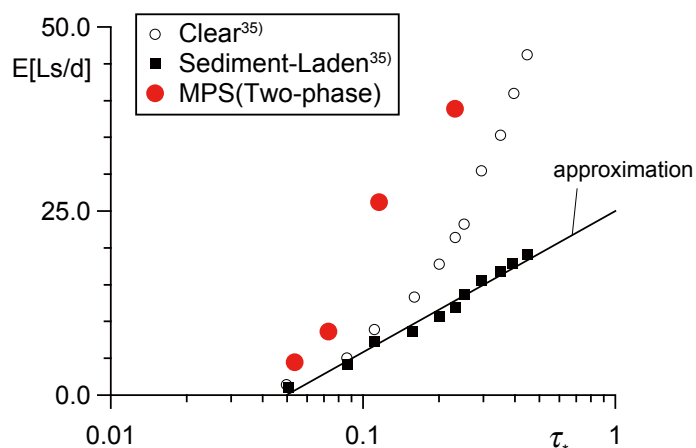


図-5.72 平均 saltation 長

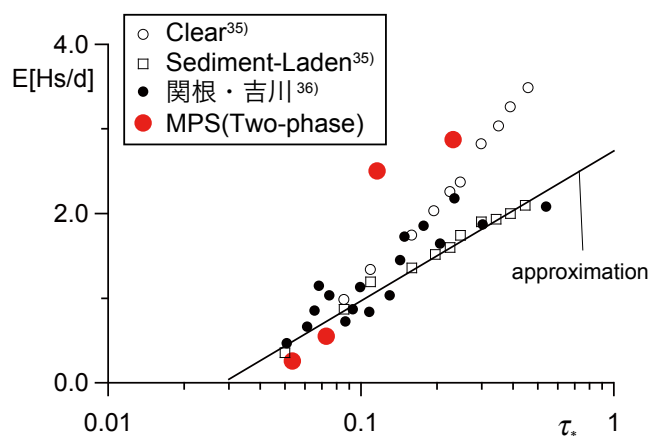


図-5.73 平均飛高

が制限される。相対水深が小さい流れ場における砂礫の流送過程自体が、流砂水理学上の重要な課題であるが、ここで示された本研究の方法の成果は、この種の問題にも発展が可能であると考えている。ただし、流砂過程の議論を深めるには、種々の水理条件における系統的な計算の実施が不可欠で、今後の検討としたい。

#### 5.4.4 結 語

本節では、固液二相流型粒子法に底面反発モデルと摩耗モデルを新たに加え、礫群の流下に伴う水路床の摩耗・侵食現象を計算した。本節で開発した摩耗モデルで、従来の侵食モデルでは記述できなかった粒径以下の侵食についても取り扱いが可能となった。本節で対象とした排砂バイパストネル内の礫群の運動機構については、水深の浅い流路を大小の礫群が高密度で流れる計算力学的に非常に解析が困難な場であり、これまでにはシミュレーションが実施された例はなかった。本節では、粒子法の導入によって流れ場と礫の運動を同時に解いて、床面の

侵食も十分な空間解像度で追跡することが可能であることが明らかとなった。この種の現象解析の有用性の一端が示されたと言えるだろう。

## 5.5 結 語

本章では、種々の境界条件下における一方向流場を対象に、MPS 法による数値解析を実施した。以下に、本章の主要な成果を節ごとにまとめて記述する。

### [1] 5.1 節

- ・ 3 次元 MPS 法を用いて階段上流れの再現計算を実施したところ、計算結果から得られた流況は、既往の水理実験によって知られている流量と階段の勾配に関する分類図と良好に対応していた。また、流速分布の水理実験結果との対応も良好であった。
- ・ 階段状水路の中央に設置された脚型模型に作用する流体力に関して、既往の水理実験結果との対応は良好であった。

### [2] 5.2 節

- ・ デニール型数値魚道およびスティープパス型数値魚道における流況は、鉛直流速分布や断面内の渦構造等に関する既往の水理実験結果との比較において、一定の再現性を有していた。
- ・ 両数値魚道における鉛直断面内の低流速域は、既往の実験から知られた稚アユの遡上域と良好な対応を示した。
- ・ デニール型数値魚道では、流速場において流下方向に 3 倍波長の周期的な構造が現れた。
- ・ デニール型数値魚道の下流域では、鉛直断面内で見られる一対の渦は交互に上下移動した。
- ・ 舟通し型数値魚道では、波状跳水の発生が確認され、鉛直断面内の渦の中心の高さは、跳水の前後で異なった。
- ・ デニール型数値魚道では、水路中央で上昇流、側壁近傍で下降流という渦構造であるのに対し、スティープパス型数値魚道および舟通し型数値魚道ではその逆の渦構造が現れた。

### [3] 5.3 節

- ・ 少数の粒子で構成された剛体同士の衝突で発生し得る剛体のすり抜けは、剛体構成粒子間に小粒子を配置することで解決が可能であることが示された。
- ・ ダムの洪水吐き周辺の流木の挙動に関して、既往の水理実験結果との対応は良好であった。
- ・ 山地溪流を流下する流木群が橋梁に捕捉されて、橋梁上流側を閉塞させる一連の過程の解析を、安定して実施できることが示せた。

### [4] 5.4 節

- ・ 礫の衝突による水路床の摩耗現象を、底面粒子の移動で扱う方法を提案した。



- ・水路中央において見られる周期的な侵食形状に関して、既往の水理実験との良好な対応が示された。

## 参考文献

- 1) 多田彰秀, 井上啓由, 本田洋平, 古本勝弘: 直階段から地下空間へ流入する流量の評価に関する実験的研究, 水工学論文集, 第45巻, pp. 901-906, 2001.
- 2) 館健一郎, 武富一秀, 水草浩一, 末次忠司: 階段を通じた地下空間への氾濫水流入に関する実験, 土木技術資料, 43-2, pp. 30-35, 2001.
- 3) Ishigaki, T., Baba, Y., Toda, K. and Inoue, K.: Experimental study on evacuation from underground space in urban flood, *Pro. XXXI IAHR Congress*, Korea, on CD, 2005.
- 4) 石垣泰輔, 戸田圭一, 馬場康之, 井上和也, 中川 一, 吉田義則, 多河英雄: 実物大階段およびドア模型を用いた地下空間からの避難に関する水理実験, 科学研究費補助金基盤研究(B) 研究成果報告書「都市水害に関する流域治水論的研究」, pp. 151-157, 2005.
- 5) 安田陽一, 高橋正行, 大津岩夫: 階段状水路の流水抵抗, 水工学論文集, 第44巻, pp. 527-532, 2000.
- 6) 高橋正行, 安田陽一, 大津岩夫: 階段状水路における射流のエネルギー損失, 水工学論文集, 第48巻, pp. 871-876, 2004.
- 7) Ohtsu, I. and Yasuda, Y.: Characteristics of flow condition on stepped channels, *The 27th Cong. of IAHR*, Water Resources Engineering, Div./ASCE. San Francisco, USA, pp.538-588, 1997.
- 8) Gotoh, H., Shibahara, T. and Sakai, T.: Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method -Lagrangian flow model for hydraulic engineering-, *Computational Fluid Dynamics Journal*, Vol.9-4, pp.339-347, 2001.
- 9) Chanson, H.: Hydraulic Design of Stepped Cascades, Channels, Weirs, and Spillways, *Pergamon*, Oxford, UK, 1995.
- 10) Bose, R. and Hager, W.H.: Two-Phase Flow Characteristics of Stepped Spillways, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 129, No. 9, pp.661-670, 2003.
- 11) Nomura, K., Koshizuka, S., Oka, Y. and Obata, H.: Numerical Analysis of Droplet Breakup Behavior using Particle Method, *Jour. Nucl. Sci. and Tech.*, 38, No.12, pp.1057-1064, 2001.
- 12) 五十嵐保: 長方形柱断面柱まわりの流れ特性 (迎え角  $0^\circ$  の場合), 日本機械学会論文集 B, 50-460, pp. 3185-3192, 1984.

- 13) 廣瀬利雄, 中村中六: 魚道の設計, 山海堂, p376, 1991.
- 14) 辻本哲郎, 泉 倫光, 山本貴章: ストリーム型魚道の流れの構造について, 水工学論文集, 第 40 巻, pp. 731-736, 1996.
- 15) Chikazawa, Y., Koshizuka, S. and Oka, Y.: Numerical Analysis of Three-dimensional Sloshing in an Elastic Cylindrical Tank using Moving Particle Semi-implicit Method, *Comp. Fluid Dyn. J.*, 9, pp. 376-383, 2001.
- 16) Katopodis, C., Rajaratnam, N., Wu, S. and Tovell, D.: Denil Fishways of Varying Geometry, *Journal of Hydraulic Engineering*, 123-7, pp. 624-631, 1997.
- 17) 和田 清, 東 信行, 中村俊六: デニール式およびスティーブパス式魚道における流れ場の特性と稚アユの遡上行動, 水工学論文集, 第 42 巻, pp. 499-504, 1998.
- 18) 中村俊六: 魚道のはなし, 山海堂, p225, 1995.
- 19) Katopodis, C.: A Study of the Hydraulics of Denil Fishways, アルバータ大学修士論文, 1982.
- 20) Larinier, M.: Experience in Fish Passage France, 魚道会議ぎふ '90 論文集, 1990.
- 21) 中川 一, 井上和也, 池口正晃, 坪野考樹: 流木群の流動と堰止めに関する研究, 水工学論文集, 第 38 巻, pp. 543-550, 1994.
- 22) 清水義彦, 長田健吾, 高梨智子: 個別要素法を用いた流木群の流動と集積に関する平面 2 次元数値解析, 水工学論文集, 第 50 巻, pp. 787-792, 2006.
- 23) 後藤仁志, 酒井哲郎, 林 稔: 粒子法による流木群の堰止め過程の Lagrange 解析, 水工学論文集, 第 45 巻, pp. 919-924, 2001.
- 24) 大西 清: JIS にもとづく機械設計製図便覧 (第 10 版), 理工学社, p728, 2004.
- 25) Koshizuka, S., Nobe, A. and Oka, Y.: Numerical Analysis of Breaking Waves Using the Moving Particle Semi-implicit Method, *Int. J. Numer. Mech. Fluids*, 26, pp. 751-769, 1998.
- 26) 金谷一朗: 3D-CG プログラマーのためのクォータニオン入門, 工学社, p192, 2004.
- 27) 石田 毅: ダム排砂設備の流下砂礫による摩耗・損傷に関する水理学的研究, 土木学会論文報告集, 第 334 号, 1983.
- 28) 福岡捷二, 篠原康寛, 正木丈也, 重村一馬, 藤堂正樹, 岡田将治, 斉藤一正: 排砂水路底面の摩耗進展機構の実験的検討, 水工学論文集, 第 48 巻, pp. 1135-1140, 2004.
- 29) 福岡捷二, 渡邊明英, 篠原康寛, 山下 翔, 斉藤一正: 高速で多量に流下する礫群の運動機構と床面摩耗量の推算, 河川技術論文集, 第 11 巻, pp. 263-268, 2005.
- 30) 後藤仁志, Abbas Yeganeh-Bakhtiary, 酒井哲郎: 混相流モデルと個別要素法の融合による高濃度掃流層の数値解析, 土木学会論文集, No. 649, pp. 17-26, 2000.
- 31) 後藤仁志, Jørgen Fredsøe: Lagrange 型固液二相流モデルによる海洋投棄微細土砂の拡散過程の数値解析, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 986-990, 2001.

- 32) 後藤仁志：数値流砂水理学，森北出版株式会社，p215，2004.
- 33) Kajishima, T. and Takiguchi, S.: Interaction between particle clusters and fluid turbulence, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 23, Issue 5, pp. 639-646, 2002.
- 34) 後藤仁志, 林 稔, 織田晃治, 酒井哲郎: 越流水による河川堤防侵食過程のグリッドレス解析, 水工学論文集, 第 46 巻, pp. 439-444, 2002.
- 35) 新井宗之・澤木洋一：流砂によるコンクリート製水路の摩耗予測に関する研究，水工学論文集，第 49 巻，pp. 931-936, 2005.
- 36) 後藤仁志, 辻本哲郎, 中川博次: PSI-セルモデルによる Saltation 層の解析, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 266-270, 1992.
- 37) 関根正人, 吉川秀夫：掃流砂の停止機構に関する研究，土木学会論文集，第 309 号，pp. 105-112, 1988.

## 記号表

本章で用いた記号を以下に列挙する.

$a$	= 舟通し型魚道の阻流板高さ
$\mathbf{a}$	= 脚型表面における法線方向ベクトル
$b_{fw}$	= 阻流板の有効幅
$B_{fw}$	= 阻流板の幅 (= 水路幅)
$C_d$	= 周囲流体の影響と非球形粒子の補正
$d$	= 粒子径
$d_0$	= 基準粒径
$d_c$	= 換算礫粒径
$dA$	= 脚型表面の面積要素
$f_{colp}$	= 礫に作用する付加的な反発力
$f_{isp}$	= 固相・液相間相互作用力
$f_{\zeta}$	= 反発力 $f_{colp}$ の $\zeta$ 方向成分
$\mathbf{F}=(F_x, F_y, F_z)$	= 脚型模型に作用する流体力
Fr	= Froude 数
$g$	= 重力加速度
$\mathbf{g}$	= 重力加速度ベクトル

$h$	= 水深
$h_{gl}$	= 地上水深
$h_s$	= 有効水深
$h_{sta}$	= 階段の蹴上げ高さ
$h_{us}$	= 水深の空間平均値
$I$	= 剛体の重心周りの慣性モーメント
$K_v$	= 水深と有効水深との差
$l_0$	= 初期粒子間距離 ( $=d$ )
$l_{sta}$	= 階段の踏み幅
$L_{fw}$	= 阻流板の間隔
$L$	= 剛体の角運動量ベクトル
$m$	= 粒子の物性
$M_p$	= 礫の質量
$\mathbf{n}=(n_x, n_y, n_z)$	= 脚型表面の法線方向の単位ベクトル
$n_0$	= 基準粒子数密度
$N$	= 抗力ベクトル
$N_{leg}$	= 脚型表面の構成粒子の個数
$N_{tim}$	= 流木構成粒子数
$p$	= 圧力
$q$	= 単位幅流量
$\mathbf{q}=(q_x, q_y, q_z, s)$	= クォータニオン
$Q$	= 流量
$r$	= 粒子間距離
$\mathbf{r}$	= 位置ベクトル
$r_e$	= 影響半径
$r_{eabr}$	= 摩耗の影響半径
$\mathbf{r}_g=(r_{gx}, r_{gy}, r_{gz})$	= 剛体の重心位置ベクトル
$\mathbf{r}_{ig}$	= 剛体の重心周りの位置ベクトル
$R$	= 回転行列
$Re$	= Reynolds 数
$S$	= 脚型の水没表面
$t$	= 時間
$t_a$	= 礫の壁面衝突時間

$t_q$	= 時間縮尺調整のためのパラメータ (= 実時間 / 計算時間)
$T_B$	= 壁粒子の持つローカル座標への変換行列
$\mathbf{u}=(u_x, u_y, u_z)$	= 流速
$u_m$	= 代表流速
$v$	= 流速の絶対値
$V$	= 粒子の体積
$V_{us}$	= 流速の空間平均値
$w$	= 重み関数
$w_D$	= 薄肉壁背後に設定した仮想的な壁粒子のみを対象とした重み関数
$w_f$	= top-hat 型の重み関数
$w_s$	= 壁粒子のみを対象とした重み関数
$w_{sta}$	= 階段の幅員
$x, y, z$	= 主流方向の座標軸とそれに直交する鉛直方向および奥行き方向の座標軸
$y_c$	= 限界水深
$\alpha_{abr}$	= 摩擦に関するチューニングパラメータ
$\alpha_{res}$	= 反発力に関するチューニングパラメータ
$\beta$	= 自由表面判定のためのパラメータ
$\beta_0$	= Mach 角
$\delta_f$	= 摩擦力のフラグ係数
$\Delta S$	= 礫と壁面の接触面積
$\Delta t$	= 計算時間間隔
$\gamma_{fr}$	= 2 粒子間の接触面積に関するパラメータ
$\gamma_{tr}$	= 空隙率
$\varphi$	= 底面に対する阻流板の角度
$\mu$	= 動摩擦係数
$\nu$	= 動粘性係数
$\mathbf{v}$	= 剛体の回転軸ベクトル
$\theta$	= 剛体の回転角度
$\rho$	= 流体の密度
$\sigma$	= 剛体構成粒子の密度
$\sigma_{cob}$	= 礫の密度
$\sigma_{tim}$	= 流木の密度
$\tau_*$	= 無次元掃流力

---

$\tau_c$	= 壁面材料のせん断降伏応力
$\omega$	= 剛体の角速度ベクトル
$\xi_{fr}$	= 接触粒子間の相対速度ベクトルの接線方向成分
$\xi_x, \xi_y, \xi_z$	= $x, y, z$ 方向の単位ベクトル
$\psi$	= 方向に関する変数
$\zeta$	= 壁表面の鉛直方向





---

## 第 6 章

### 波動場における 砕波過程のシミュレーション



## 6.1 一様斜面上砕波過程のシミュレーション

### 6.1.1 研究の背景

Navier-Stokes 式（ないしは Reynolds 方程式）を時間発展的に解く数値波動の方法論は、高速化・低廉化を続けるハードウェアに支えられ、近年進歩が著しい。特に VOF 法に基づく数値波動水路 CADMAS-SURF<sup>1)</sup> が急速に普及し、海岸構造物の設計のための波動場の物理情報（波圧、流速）の予測にも活用される段階になりつつある。構造物の信頼性設計を念頭に置くと極値的大波浪による外力の評価が鍵となる。この種の条件下では砕波・越波といった水塊分裂と複雑な水面のトポロジーが必然であるが、水塊分裂への robustness に関しては、粒子法に代表される計算格子を用いない Lagrange 法が特に有効に機能する。従来の粒子法による砕波・越波シミュレーションは鉛直 2 次元場において実施されてきたが、実現象においては 3 次元性が顕在化する場面も少なくない。砕波帯内乱流場では斜降渦等の 3 次元組織渦の存在が知られており、これらの渦構造により担われる乱流輸送が砕波帯内部の漂砂現象の支配要因である。さらに、乱流機構を動粘性係数の評価に押し込んだ（科学的な見地からは rough な）取り扱いを採用したとしても、平均流としての顕著な 3 次元性が問題となる事例は多い。例えば、構造物設計の実務面では、防波堤先端部周辺の消波ブロックの被災など、海岸構造物周辺の境界条件の 3 次元性が卓越する場での波浪場の予測が求められている。

開発すべき技術の焦点は、水面の追跡である。砕波については、ジェット生成とブレイクアップ、その後の飛沫の生成といった水塊分裂に対して、robustness に優れたモデルを開発することが、計算力学的なアプローチの鍵である。粒子法は砕波のような急変流解析に対して非常に有効な手法である。これまでに粒子法が適用された砕波解析の例としては、一様勾配斜面を対象にした MPS 法による計算（Koshizuka ら<sup>2)</sup>；後藤ら<sup>3)</sup>）、SPH による急勾配斜面の遡上過程の計算（Monaghan・Kos<sup>4)</sup>）、直立壁前面の砕波とその後の飛沫の発生過程の計算（Gotoh・Sakai<sup>5)</sup>；Gotoh ら<sup>6)</sup>）などがある。しかし、現実の場は 3 次元であり、工学的な観点だけでなく、計算科学的な観点から砕波を取り扱うにも、3 次元コードは不可欠である。そこで本節では、MPS 法に基づく著者らのコードを 3 次元に拡張し、一様斜面上の砕波・遡上過程のシミュレーションを実施する。

### 6.1.2 3次元数値波動水槽

開発された3次元コードに基づき、数値造波水槽を構築し、1/10勾配の一樣斜面上の巻き波型碎波および遡上のシミュレーションを実施した。計算領域は室内実験のスケールであり、全長80.0 cm（水平区間20.0 cm，斜面60.0 cm）であり、水平区間の静水深は4.0 cmである。沖側の水路端に設けた造波板（すなわち鉛直移動壁）で、波高 $H=1.96$  cm，周期 $T=0.777$  sの規則波（長尾<sup>7)</sup>による水理実験と同様）を造波した。計算に用いた粒子径は $d=2.0$  mmで、総粒子数は約180,000個である。なお、側方を周期境界として側壁による抵抗の影響を除去した。

図-6.1は、plunging jetの発生の直前からボア状の遡上に至るまでの過程のスナップショットである。造波板は $y$ - $z$ 平面と平行な姿勢を保って運動させて、造波条件は奥行き方向に一樣としたが、plunging jetの発生には奥行き方向のずれが認められる。その後のjetの着水や2次jetの発生、飛沫の発生等にも同様の奥行き方向の非一樣性が見られる。

図-6.2および図-6.3は、図-6.1の各スナップショットの側面図および平面図である。波峰付近の表層粒子の運動が把握し易いように、波速に対する粒子の速度を3つのカテゴリに分けて表示している。図-6.2を見ると、時刻 $t=0.21$  sにはplunging jetの発生とともに波峰前面で流速が波速と同レベルに達している。時刻 $t=0.25$  sおよび $t=0.29$  sにはplunging jetの落下が進行し、jetの先端がさらに高速で運動している。時刻 $t=0.33$  sにはplunging jetが着水し、飛沫が発生するのに伴って高速域が水平方向に伸ばされている。時刻 $t=0.37$  sには2次波峰の形成とその前面でのplunging jetが着水が生じており、主波峰の碎波に起因する高速域と2次波峰の碎波に起因する高速域の間に低速域が出現している。その後、ボア状の遡上に移行すると、高速域は次第に不鮮明化する。

図-6.3によると、高速域が帯状に分布し、図-6.2に見られた粒子速度の特性が概して奥行き方向に一樣であることが分かる。plunging jetの発生の時点（時刻 $t=0.21$  s）では奥行き方向の非一樣性は顕著ではないが、jetの落下および着水が進行するにつれて、次第に高速域の縁が乱されて、高速の粒子がばらつくようになる。時刻 $t=0.37$  sには図-6.2に見られた主波峰と2次波峰に起因する高速域に相当する2本の帯の存在が確認できるが、2次波峰の高速域の前縁は大きく乱されている。このことは、碎波の3次元的な組織構造の一端を示したものと理解できる。

図-6.4は、 $x=5.0$  cmの断面での流速分布を示している。図中の流速成分 $u_x, u_y$ は $x$ 方向および $y$ 方向の成分を示しており、シミュレーション結果に基づく流速の評価は、奥行き方向にアンサンブル平均して行っている。シミュレーション結果は、計算領域の（奥行き方向の）

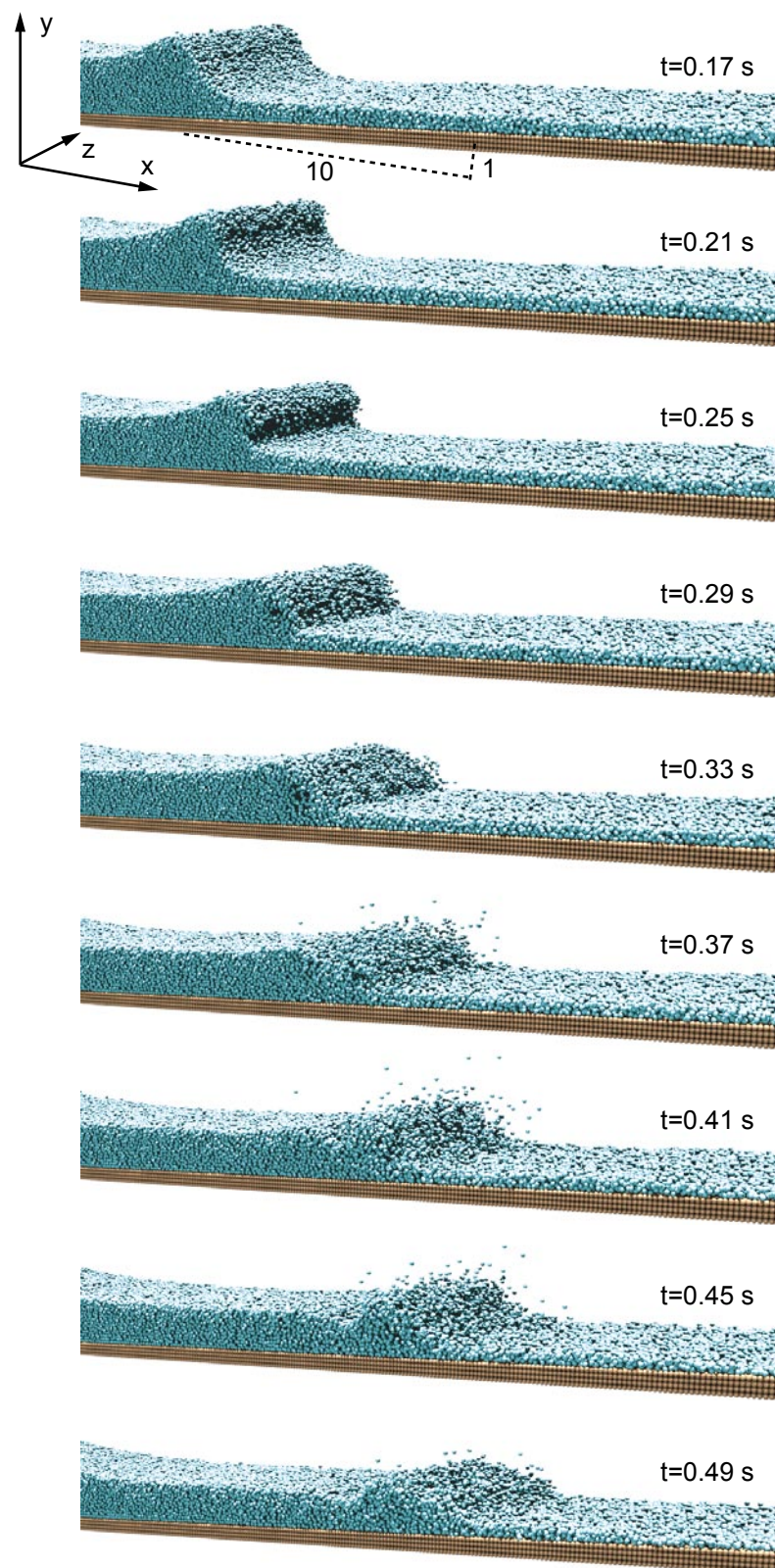


図-6.1 一様斜面上の碎波・遡上過程



図-6.2 一様斜面上の碎波・越波過程（側面）

幅が  $w_c=2.0$  cm の場合と  $w_c=8.0$  cm の場合について示した．図中には，長尾ら<sup>7)</sup>の PIV による計測結果も併記した．

計算領域幅が狭い  $w_c=2.0$  cm の場合には，水表面付近での実験データとの乖離が大きい，計算領域幅を増加させると実験値との一致が改善されることが理解できる．計算領域幅  $w_c=8.0$  cm の場合の分布形は概ね実験値と一致するものの， $u_x$  成分が僅かに実験値より小さ



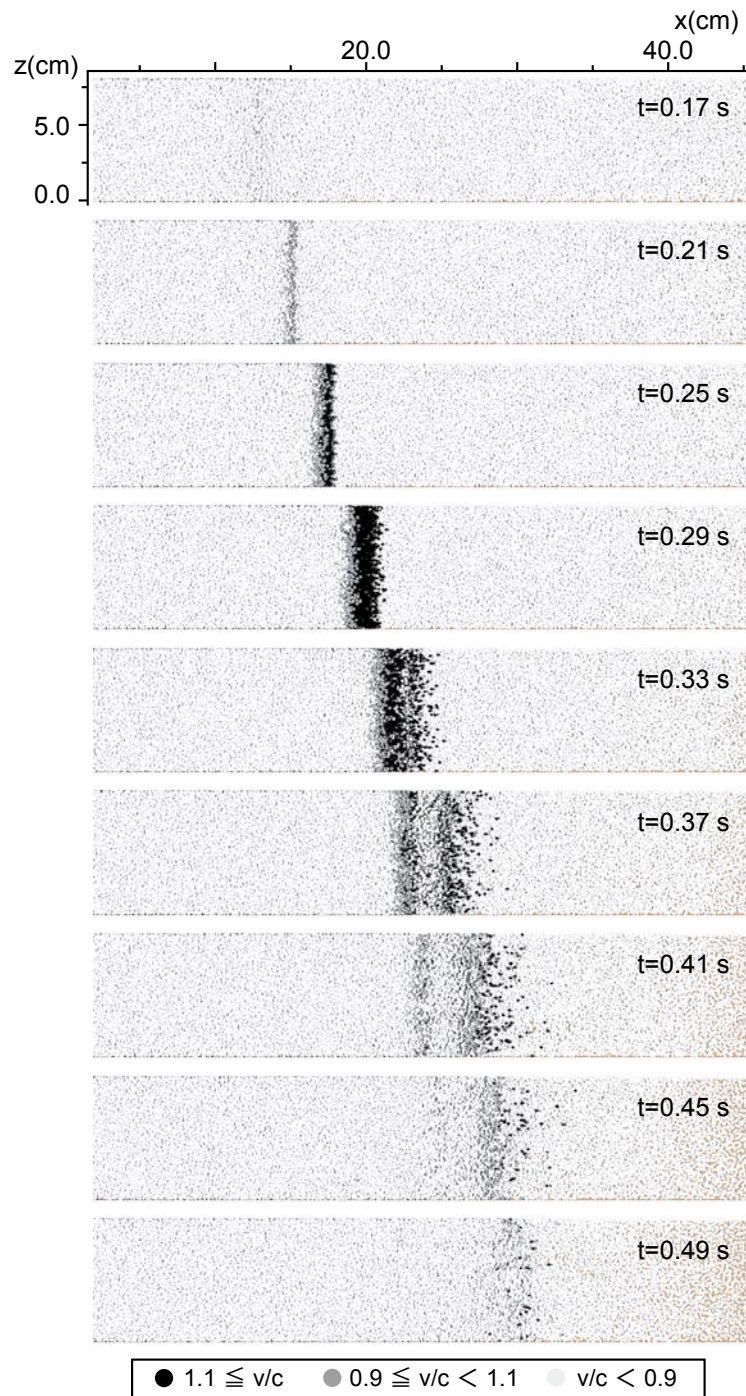


図-6.3 一様斜面上の碎波・越波過程（平面）

く、 $u_y$  成分については静水深（ $y=0.00$  cm）以上の領域で過大で、静水深以下の領域で過小な評価となって、分布形の湾曲は実験値より小さくなる傾向が確認できる。

最後に、場の 3 次元構造の一端をより明瞭に示すため、波峰の背後の流速分布の組織構造の抽出を試みた。図の下方に示した領域の表層付近の粒子について、粒子周囲（粒子を中心とする粒径の 7 倍の矩形セル内）の局所平均鉛直流速と粒子流速の鉛直成分の差を求めて、



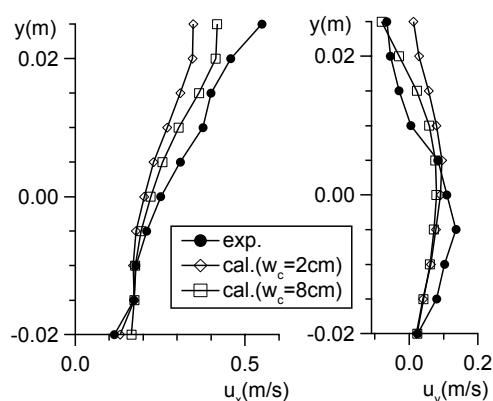


図-6.4 平均流速分布（実験との比較）

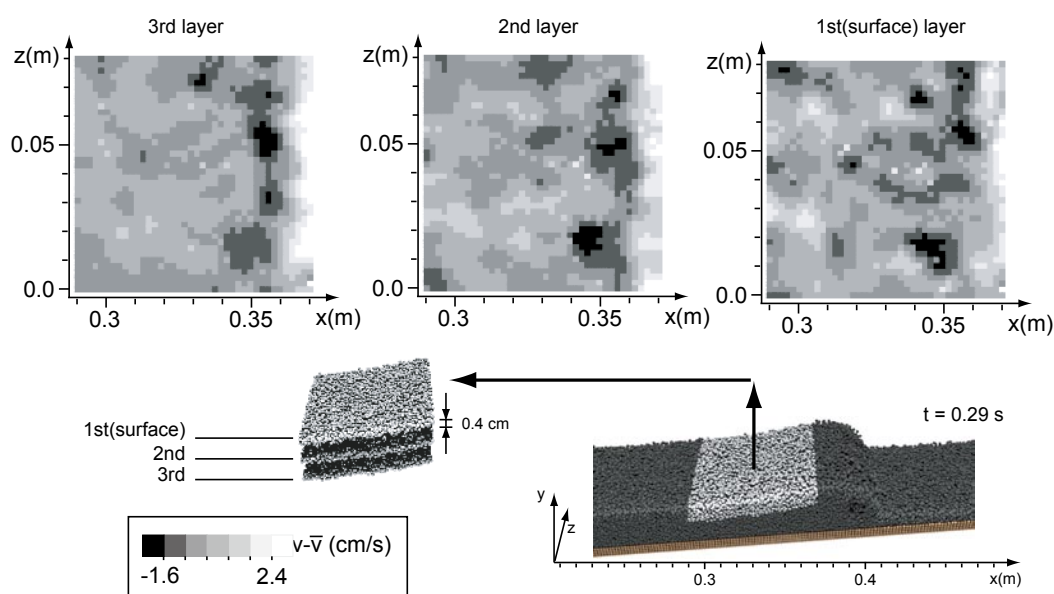


図-6.5 波峰背後の組織構造

水面付近から深さ方向に厚さ 0.4 cm の 3 つの層について示したのが、図-6.5 である。このように、波峰背後に組織的な上昇流と下降流が存在することは明瞭に示されたが、これ自体が Nadaoka ら<sup>8)</sup>の斜降渦に相当する 3 次元構造か否かは判然とはしない。本節の計算には乱流モデル<sup>9)</sup>が組み込まれていないので、PS と言えども乱流場の定量的な議論は不可能である。しかし、Navier-Stokes 式を基礎とする計算（PS における乱流粘性の評価が不十分なモデル）でも、3 次元性に起因する組織構造の一端が計算されることは興味深い。

### 6.1.3 結 語

本節では、3 次元 MPS 法により数値波動水槽を構築し、一様斜面上の巻き波型砕波とその後の遡上過程をシミュレーションした。奥行き方向に一様な境界条件においても Plunging

jet の挙動や波峰背後の表面流速場は奥行き方向に一樣ではなく、砕波の 3 次元的組織構造の一端が示されたものと理解できる。

## 6.2 MPS 法と Boussinesq 方程式のカップリングモデルの開発

### 6.2.1 研究の背景

波浪変形計算は、海岸構造物の設計波の評価（港外波浪変形）、港内静穏度評価、3 次元海浜変形の評価など、多岐にわたる問題の基礎情報を得るために必須のプロセスであるため、従来から平面波浪場を対象に多くの手法が提案されてきた。特に、Boussinesq 方程式は、屈折・回折だけでなく、非線形性・分散性も含めて海岸波動の多くの性質を良好に再現することから、中領域の波浪場解析の中核的手法となりつつある。しかし、高次の分散項を導入した改良型の Boussinesq 方程式でさえも、Euler の方程式から導出される完全流体の支配方程式であることには変わりなく、エネルギー散逸に関連する現象（海底摩擦、砕波による乱流拡散など）を正確に表現することはできない。

既存の Boussinesq 方程式系のモデルでは、海底摩擦や砕波によるエネルギー散逸を経験的サブモデルによって取り扱うことにより、波浪場の解析が行われている。しかし、Boussinesq 方程式系のモデルが適用される領域内には、海岸構造物の設計波の評価や砕波帯内の浮遊砂輸送など、砕波による乱流の影響を強く受ける局所流が物理量の推定精度を支配する場合（小領域）が多く存在し、エネルギー散逸の簡便な推定法に基づいた既存の砕波モデルでは必ずしも充分とは言えない。

砕波帯をターゲットとした解析法としては、近年、Navier-Stokes 式のソルバーを導入した数値波動水槽の開発が活発化しつつある。しかし、従来の手法は Navier-Stokes 式を 3 次元場で解くため、計算負荷が高く、Boussinesq 方程式系のモデルが対象とするような規模の領域を取り扱うことが困難である。

そこでまず本節では、Boussinesq 方程式系のモデルと粒子法を融合して、汎用的な数値波動水槽を構築するための基礎となる両者の境界接続の方法（Euler-Lagrange カップリング）について提案し、断面実験用の造波水槽（鉛直 2 次元場）を対象とした計算を実施して、接続部における両モデルの解の一致について確認する。

次に、開発されたモデルの適用例として、低天端護岸への越波の問題を取り上げる。発電所等の大規模施設では、広大な開発面積の確保が不可欠であるため、臨海部の立地として外洋に

直面した大水深部も対象とされてきた。このような施設では、高波浪の来襲時における背後地への越波低減と前面海域への反射波低減の両立が求められるが、低天端ケーソン護岸と大型の越波排水路を組み合わせた護岸断面は、それを実現する回答の一つである。しかし、既存のこの種の形式では水路幅 20m 規模の大型排水路が用いられることが多く、コスト縮減が求められる今日、適正な排水路の規模を如何に決定するかが設計上重要な課題といえる。この種の護岸の越波過程は 1) 低天端護岸前面への衝突・遡上、2) 天端上での砕波と排水路壁面への衝突・遡上、3) 排水路内への越流と飛沫の発生といったプロセスから成り、越波低減効果の合理的予測は必ずしも容易ではない。そこで本節では、越波過程の基本的特性を把握するための水理実験によって、越波過程の水面形の詳細と越波量に関して把握する。さらに、本節で開発した平面 2-D Boussinesq モデルと鉛直 2-D 粒子法のカップリングモデルを適用した数値シミュレーションを行って、越波モードの遷移や越流量・飛沫量に関して、実験との定量比較を行う。

最後に、本カップリングモデルを 3 次元場に拡張し、一様水深の数値造波水槽を設けて本モデルの基礎的な検討を行う。

## 6.2.2 MPS-Boussinesq カップリングモデルの開発

### (1) 数値解析の概要

Boussinesq 方程式系のモデルに関しては複数の計算コードが開示されているが、本節では、平面波浪場解析コード NOWT-PARI Ver. 4.6c3<sup>10)</sup> を用いた。基礎式は、3 階微分まで考慮した補正項を導入することにより分散特性を改善した Madsen and Sørensen<sup>11)</sup> の修正 Boussinesq 方程式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial z} = 0 \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{P^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{PQ}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ & - v_t \left( \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \right) + \varepsilon P + \frac{f}{2D^2} P \sqrt{P^2 + Q^2} \\ & = \left( B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left( \frac{\partial^3 P}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^3 Q}{\partial x \partial z \partial t} \right) + Bgh^3 \left( \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x \partial z^2} \right) \\ & + h \frac{\partial h}{\partial x} \left( \frac{1}{3} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q}{\partial z \partial t} \right) + h \frac{\partial h}{\partial z} \left( \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q}{\partial x \partial t} \right) \\ & + Bgh^2 \left\{ \frac{\partial h}{\partial x} \left( 2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial h}{\partial z} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial z} \right\} \end{aligned} \quad (6.2)$$

である ( $x$ - $z$  平面 2 次元;  $z$  方向の運動方程式は省略)。ここに、 $t$ : 時間,  $\eta$ : 水位,  $h$ : 水深,  $P$ ,  $Q$ :  $x, z$  方向の線流量,  $g$ : 重力加速度,  $D$ : 全水深 ( $D=h+\eta$ ),  $f$ : 底面摩擦係数,  $v_t$ : 渦動粘性係

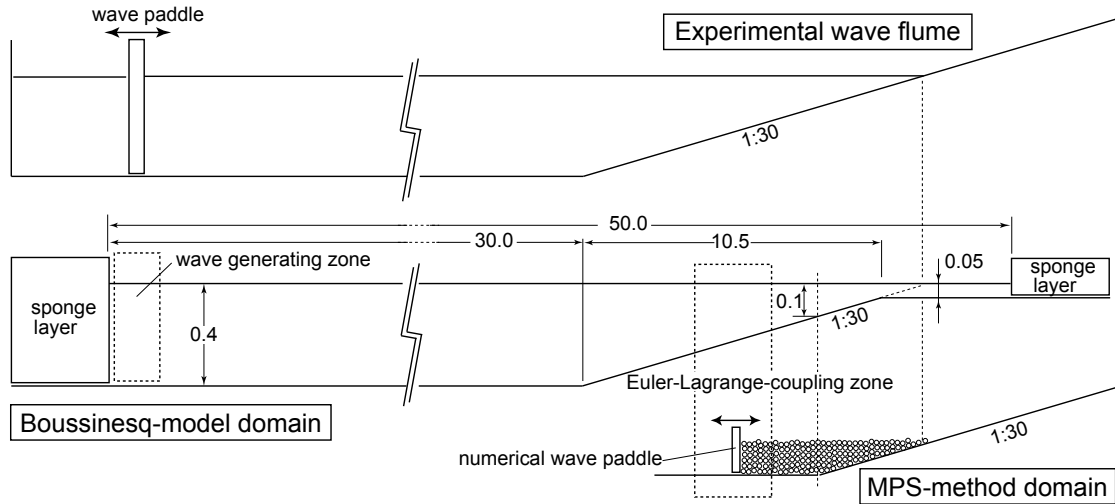


図-6.6 計算領域

数（碎波による乱れに起因する運動量混合を表現）、 $\varepsilon$ ：エネルギー吸収帯の吸収係数、 $B$ ：分散特性に関する補正係数（ $=1/15$ ）である。通常の平面波浪場の計算で頻用される無反射境界の実現には、計算対象領域に外接させてエネルギー吸収帯（スポンジ層<sup>12)</sup>）を設置する方法が用いられる。また、基礎式の離散化は Euler 型の手法で行われ、ADI 法が適用される。空間差分には、staggard 格子を用いた中央差分、時間差分には前進差分が適用される。モデル定数については、標準推奨値<sup>10)</sup>に設定した。

一方、MPS 法には、表面張力モデルを導入した。運動方程式は、

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} + \frac{\sigma \kappa \delta_{st}}{\rho} \mathbf{n} \quad (6.3)$$

（ $\mathbf{u}$ ：流速ベクトル， $p$ ：圧力， $\rho$ ：流体の密度， $\mathbf{g}$ ：重力加速度ベクトル， $\nu$ ：動粘性係数， $\sigma$ ：表面張力係数， $\kappa$ ：表面曲率， $\delta_{st}$ ：デルタ関数， $\mathbf{n}$ ：法線方向の単位ベクトル）である。

表面張力の評価に関しては、粒子数密度から表面曲率を推定し、表面張力を体積力に換算して、水面粒子に与える Nomura ら<sup>13)</sup>のモデルを用いた。なお、粒子数密度に基づいて判別される標準型の MPS 法の水表面は、粒子径の数倍の厚みを有するので、表面張力の作用域を粒子径程度の厚さ（体積力換算するのでこれ以下には設定できない）に制限するため、粒子数密度のレベルだけでなく、粒子数密度の空間的偏在性を指標とする後藤ら<sup>14)</sup>の水面粒子の判定基準を導入した。

## (2) 境界部における Euler-Lagrange カップリング

一様斜面上（勾配 1/30）の碎波・遡上を対象とした計算領域のイメージを図-6.6 に示す。先にも述べたように本節では、全長約 50 m の断面実験用の造波水槽（一様水深部約 30 m）を想定した。図中には、実験水槽、Boussinesq モデルの計算領域、MPS 法の計算領域の対応関係を模

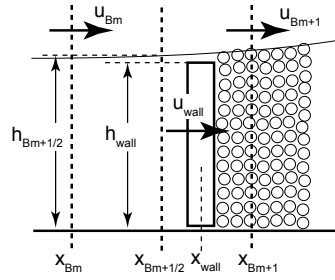


図-6.7 カップリングの概念

式的に示している。Boussinesq モデルの計算領域は実験水槽と同程度の規模となり、実験水槽の造波板の位置に造波境界が設定される。Boussinesq モデルでは、静水深より僅かに低い位置（水深 5.0 cm）で斜面が打ち切られ、平坦床が接続される。沖側および岸側の両端部には、無反射条件を満足するため、スポンジ層が設置されている。一方、空間解像度の調整が難しい MPS 法では、数 10 m にも及ぶ造波水槽の全長を再現することが困難なため、エネルギー散逸の活発な砕波・遡上現象が生じる斜面上の領域（静水深 10.0 cm 以浅）のみを対象とする。MPS 法では、砕波・遡上過程での複雑な水面形状を直接取り扱うので、砕波・遡上によるエネルギー散逸が陽に計算され、スポンジ層のような付加的なエネルギー吸収帯（数値フィルター）は不要である。

本節では、Boussinesq モデルにより推定された水理条件（水位、流速）を入力として、MPS 法の造波境界（移動壁）を運動させるので、固定計算点を有する Euler 型の Boussinesq モデルと移動計算点（粒子）を有する Lagrange 型のモデルである MPS 法のカップリングが必要となる。この種の Euler-Lagrange カップリングの手法は、混相流を対象に提案されてきた<sup>15)</sup>。粒子（この場合、固液混相流における固相粒子）を液相に対する運動量 source（あるいは sink）と見なす PSI-Cell 法<sup>16)</sup>は、その代表例である。後藤ら<sup>17)</sup>は PSI-Cell 法を用いて、流砂過程における掃流層の解析を行っている。本節では単相流を対象とするが、Boussinesq モデルと MPS 法の接続には PSI-Cell モデルの運動量収支のコンセプトがそのまま適用でき、two-way のカップリングが実現できる。ただし、一様斜面上の砕波・遡上では、反射が極めて小さいことが知られているので（例えば、Cristensen ら<sup>18)</sup>によれば、巻き波形式の砕波の場合には、反射波のエネルギーは入射波の 0.01% 以下）、本節の境界条件では、Boussinesq モデルの領域から MPS 法の領域に引き継がれたエネルギーは、MPS 法の領域内部でほぼ全て散逸することになる。そこで、更に扱いを簡略化して、MPS 法から Boussinesq モデルへのフィードバックは考慮しない one-way のカップリングを採用する。図-6.7 に示すように、MPS 法の造波壁（座標  $x_{wall}$ 、速度  $u_{wall}$ ）が Boussinesq モデルの計算点  $(x_{Bm}, x_{Bm+1})$  の間に存在する状況を考える。壁の移動速度は、Boussinesq モデルの計算点における速度を内挿し、

$$u_{wall} = \frac{|x_{Bm+1} - x_{wall}|}{|x_{Bm+1} - x_{Bm}|} u_{Bm} + \frac{|x_{wall} - x_{Bm}|}{|x_{Bm+1} - x_{Bm}|} u_{Bm+1} \quad (6.4)$$

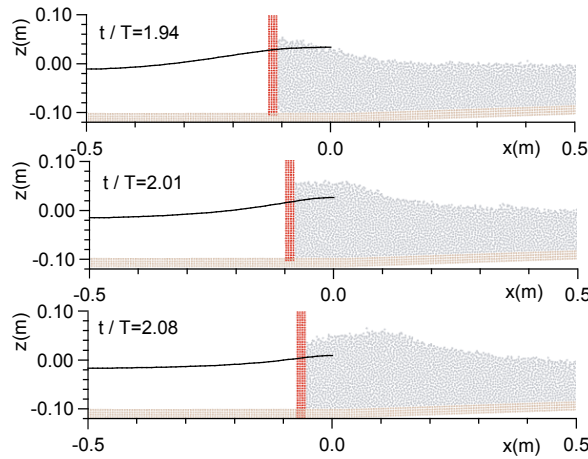


図-6.8 造波壁近傍の水面形（標準型）

で与える．造波壁の高さに関しては，通常の MPS 法では，造波壁を越えて領域外に出る粒子が生じないように十分な高さを確保し，

$$h_{\text{wall}0} = \infty \quad (6.5)$$

とする．

#### (4) 一様斜面上碎波・遡上過程

##### i) 造波壁近傍の水面形

先に示した one-way カップリングによって Boussinesq モデルと MPS 法を接続し，図-6.6 に示した計算領域で，沖波波高  $H=7.0$  cm, 周期  $T=1.5$  s の規則波の斜面遡上過程を計算した．この波浪条件では，Boussinesq モデルにおいて，汀線近傍の一様水深部で碎波条件が成立し，碎波によるエネルギー減衰項とスポンジ層の効果により，反射の影響がない数値解が得られる．一方，MPS 法でも Boussinesq モデルの流速から内挿した速度で造波壁を移動させて計算すると，斜面上で巻き波形の碎波が発生し，顕著なエネルギー減衰が生じる様子が計算される．

図-6.8 に，造波壁が主波峰を押し出す  $t/T=1.94$  から 2.08 の時間帯における Boussinesq モデルと MPS 法の境界付近の水面形を示す．鉛直 2 次元の解が得られる MPS 法については粒子プロットで示し，1 次元の解（すなわち水深）が得られる Boussinesq モデルについては，水深分布を実線で示した．MPS 法では，造波壁前面で水面が局所的に上昇し，水深について Boussinesq モデルとの不一致が生じている．図-6.9 は，造波壁前面に位置する観測点（造波壁の岸側  $1.5d$  の位置）における水位時系列である．なお，MPS 法では，造波壁の前面の幅  $3d$  の領域の平均値を当該観測点における水位として定義した．MPS 法の水位変動は，造波開始後 1 ないし 2 波で安定した変動パターンを呈するが，一貫してピーク，トラフともに過大な評価となっており，前述の局所的な水面上昇の影響が顕著である．

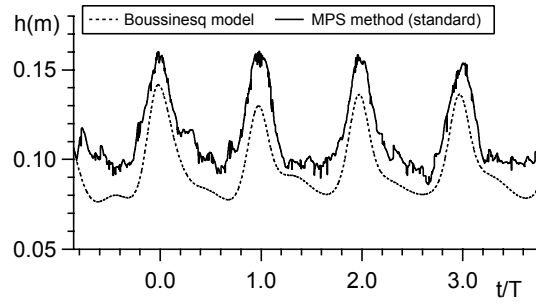


図-6.9 造波壁前面の観測点における水位時系列（標準型）

## ii) 造波壁の改良

上記の不一致は、本計算の造波方式が造波板前面での流速の鉛直分布を正確に再現していないことに起因すると考えられる。Boussinesq モデルは平面 2 次元（本節の条件では 1 次元）を対象とするが、MPS 法は 3 次元（本節の条件では鉛直 2 次元）を対象としている。したがって、MPS 法においては、Boussinesq モデルの計算結果として得られる断面平均流速に従って剛体鉛直壁を移動させて造波しており、通常の波浪運動下の水粒子軌道振幅の鉛直方向分布が反映されていない。故に、水粒子の軌道振幅が大きい水表面付近では、押し波時には岸側への変位が、引き波時には沖側への変位が伴に過小評価されることとなり、結果として造波板近傍の水面が常に上昇することとなる。この問題を解消するには、造波板を弾性的に挙動させて、鉛直方向の流速分布を造波板の振幅分布として造波境界に反映させればよいのだが、Boussinesq モデルからは流速分布の情報が得られない。そこで、便宜的ではあるが、Boussinesq モデルの計算点における水深を内挿し、造波壁の高さを

$$h_{wall1} = \frac{|x_{Bm+1/2} - x_{wall}|}{|x_{Bm+1/2} - x_{Bm-1/2}|} h_{Bm-1/2} + \frac{|x_{wall} - x_{Bm-1/2}|}{|x_{Bm+1/2} - x_{Bm-1/2}|} h_{Bm+1/2} \quad (6.6)$$

で与える改良を試みた。これにより、一部の粒子は造波壁天端を越えて沖側へと流出することとなるが、これを放置すれば計算対象領域内の水の体積が減少し、静水深が徐々に低下することとなる。そこで、以下のような簡易な方法で、静水深の低下を防止した。造波壁天端を越える粒子については天端にて MPS 法の計算を中断し、造波壁天端を越えた粒子数の累積値を更新する。累積粒子数が 100 個に達すると、造波壁から遡上端までの水面に均等に粒子を再配置する。再配置にあたっては、配置する座標近傍の粒子の速度を空間平均して当該粒子の速度を求め、再配置される粒子の  $x$  座標は、乱数発生によって決定した。なお、本節の計算に用いた粒子は粒径  $d=5.0$  mm であるが、再配置領域の全長を 6.0 m として、100 個の粒子を一様に敷き伸ばすと、水層の厚さは 0.416 mm となる。言い換えると造波壁天端を越流した粒子の再配置による水位上昇は、粒径の 10% 程度の瞬間的水位上昇を計算領域にもたらすこととなる。

図-6.10 は、改良後の計算から得られた造波壁前面に位置する観測点における水位時系列で



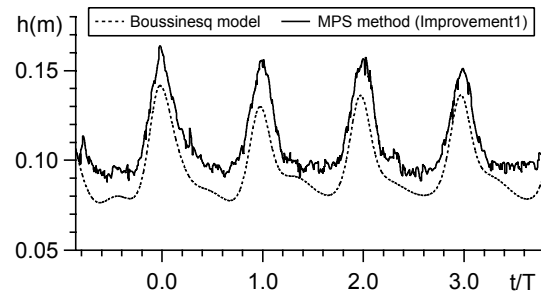


図-6.10 造波壁前面の観測点における水位時系列（改良型 1）

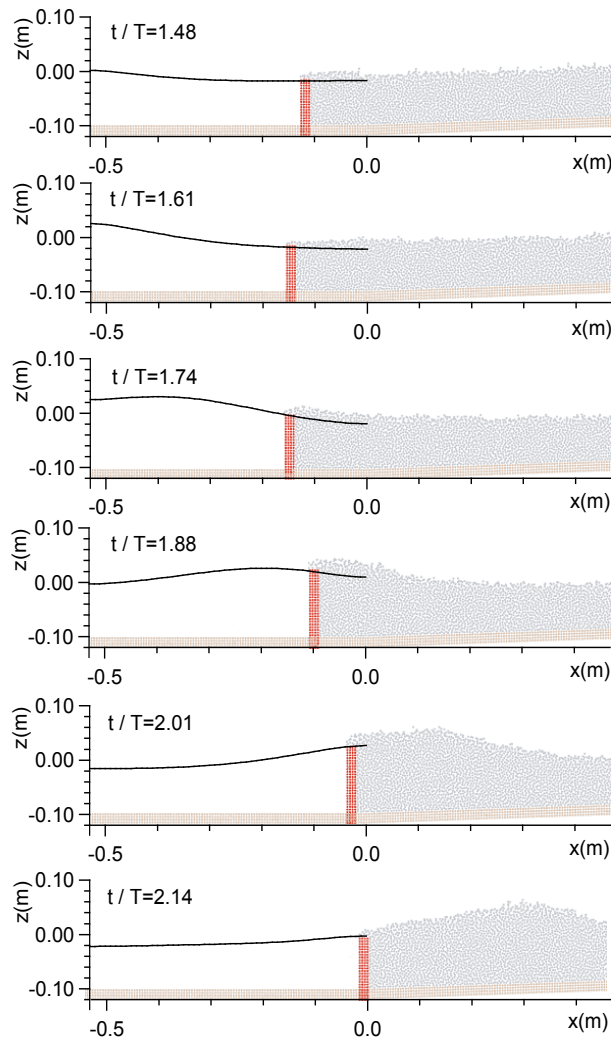


図-6.11 造波壁近傍の水面形（改良型 1）

ある。造波壁天端を越流した粒子の再配置を行っているので、平均水位の低下が見られないのは勿論であるが、再配置に対応した水位の急増も明瞭ではなく、1 回の操作で再配置される水塊の体積が対象とされる領域内の水塊の全体積に比較して十分に小さいことが分かる。ただし、MPS 法と Boussinesq モデルの水位時系列の相違はやはり顕著で、MPS 法において水位制御を追加したことの効果が明瞭ではない。図-6.11 には、この条件における造波壁近傍の瞬間像を示す。

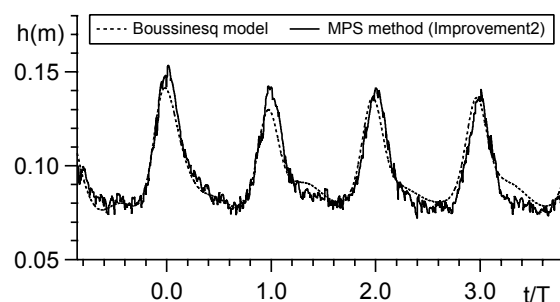


図-6.12 造波壁前面の観測点における水位時系列（改良型2）

図中には、移動範囲の沖側端部付近に造波壁が接近する状態から主波峰の押し出しが完了するまでを、0.2秒（ $t/T=0.13$ ）間隔で示した。造波壁天端は継続して水没状態にあり、1ストローク通じて造波壁前面水深が天端より高い状態が維持されているのが分かる。この影響で、造波壁前面に位置する観測点における水位も Boussinesq モデルの計算値より一貫して高くなってしまふ。

そこで、造波壁の天端を切り下げて、越流を促進し、造波壁前面に位置する観測点における水位を Boussinesq モデルの計算値に近づけることを試みた。先の計算から越流水脈の平均厚さを推定すると粒子径の約6倍程度であったため、造波壁の天端を

$$h_{wall2} = h_{wall1} - h_{of} \quad (6.7)$$

に設定し（ $h_{of}=6.0d$ ），同様の計算を行ったところ、造波壁前面に位置する観測点における水位は図-6.12に示すように Boussinesq モデルの計算値と良好に一致した。（6.6）式による制御と比較して越流量は増加するが、再配置粒子による瞬間的水位上昇は水位時系列からは確認できず、少なくとも水位を論じる上では、この種の簡便な取り扱いが適用可能であると考えられる。図-6.13には、移動範囲の沖側端部付近に造波壁が接近する状態から主波峰の押し出しが完了するまでを0.2秒間隔で示した。造波壁近傍の水面形は Boussinesq モデルと MPS 法で良好に一致し、陽に制御を行っていない局所水面勾配に関してもおおよその良好な対応が見られる。

### 6.2.3 低天端護岸上部の大型排水路への越波過程のシミュレーション

#### (1) 水理実験の概要

実験は、関西電力（株）電力技術研究所において図-6.14に示される模型縮尺1/60、全長約33mの二次元造波水路で実施された。造波板を起点として長さ20.45mの水平床が9.0mの1/50勾配斜面を介して1.75mの1/8勾配斜面と接続され、その先にケーソンが設置された。一樣水深部における静水深は0.65mである。波高計は6本設置され、最も沖側の波高計（H1-3）で測定される波高を沖波波高とした。図-6.15に護岸断面を示す。高さ0.247mのケーソンの前

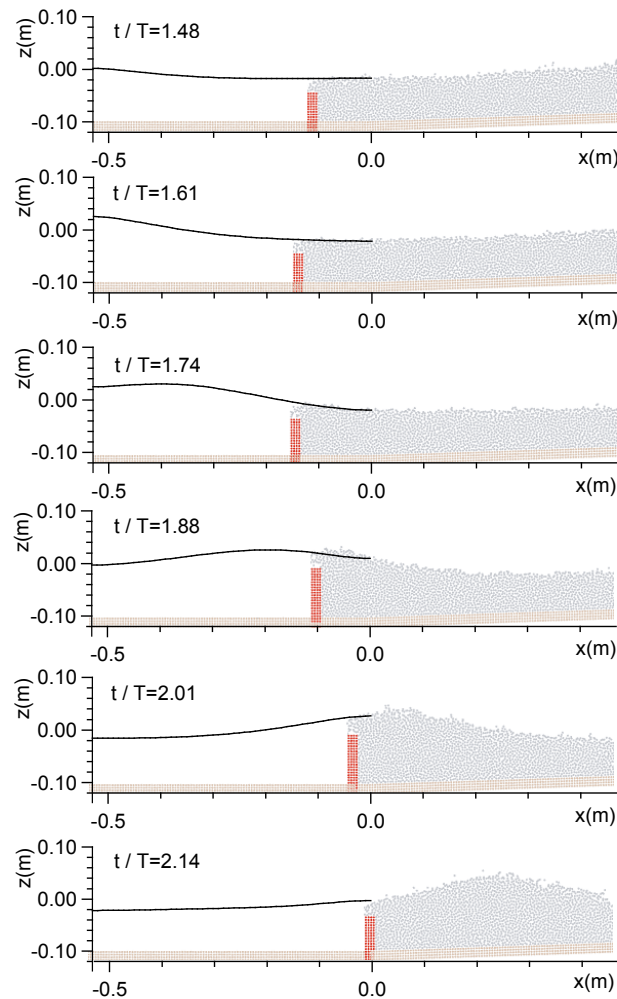
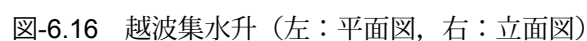
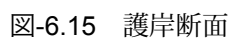
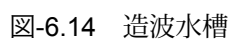


図-6.13 造波壁近傍の水面形（改良型 2）

面にマウンドを設置し、ケーソン前面壁から 0.333 m 岸側に、水路幅 0.25 m の越波排水路を設置した。越波排水路の壁の高さは沖側および岸側で EL +12.5 m, EL +13.0 m（模型スケールで 0.158 m, 0.167 m）に設定した。図-6.16 に越波集水升を示す。越波量は、越波排水路内への流入量および越波排水路背後地への流入量を測定した。排水路内越波量測定用の集水升内にも波高計を 2 本設置した。越波升を大きく越えて飛散する飛沫については、越波升背後にビニールシートを設置して排水路背後地用の集水升に含まれるように対処した。入射条件は、沖波波高  $H=15.0, 18.0, 21.0, 24.0, 27.0, 29.0$  cm の計 6 ケースについて周期  $T=1.9$  s の規則波を造波させた。本項では、 $H=18.0$  cm と  $H=27.0$  cm のケースについて焦点を当てて、両者の越波モードの相違を明確にし、数値シミュレーションによる再現性を確認する。



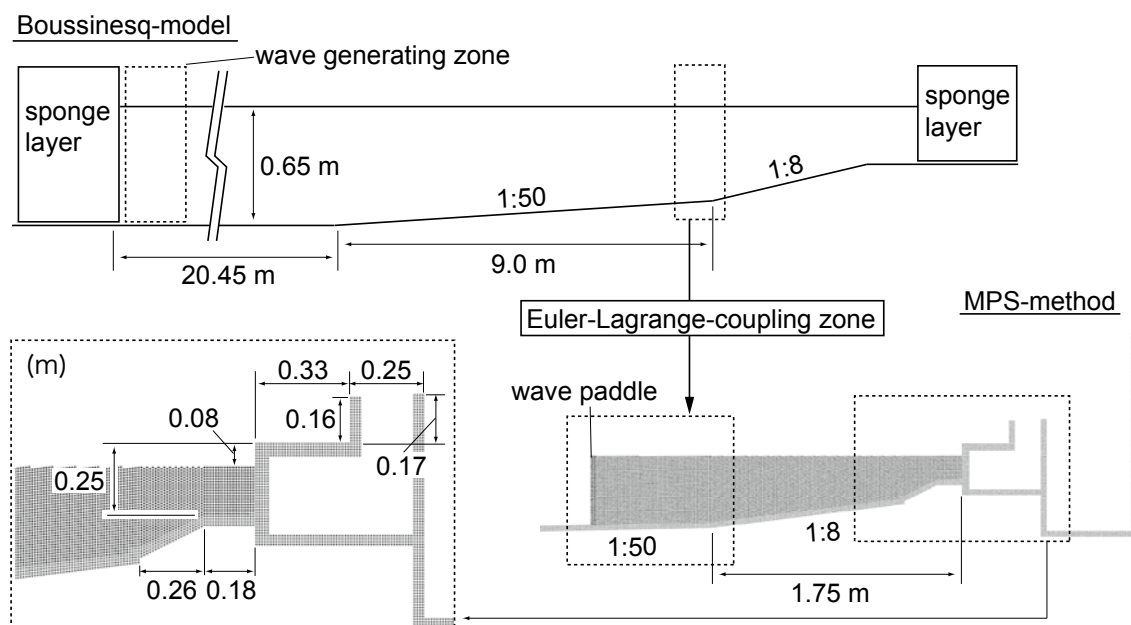


図-6.17 計算領域

(2) 数値シミュレーション (沖波波高  $H=18.0$  cm)

図-6.17 に計算領域を示す。用いた数値造波水槽は実験と同様のスケールである。Boussinesq モデルと粒子法の接続点は、ケーソン前面から 2.56 m 沖側に設けた。図-6.18 に実験と計算の瞬間像を比較して示す。時刻  $t/T=-0.158$  には、直前の来襲波による戻り流れがケーソン天端からケーソン前面に向かって落下するが、前面水深は後述のケースと比較すると深い。来襲波は、ケーソン前面に衝突し、小さく真上に飛沫を上げた後 ( $t/T=0.0$ )、ケーソンに乗り上げ ( $t/T=0.158$ )、排水路壁面に衝突して再び真上に飛沫を上げる ( $t/T=0.316$ )。このケースでは排水路内への流入量は僅かで、ケーソン天端に乗り上げた水塊の大半が戻り流れとなる。計算では飛沫の解像度が若干低い、実験と同様の戻り流れや越波形態が見られる。図-6.19 に波高計 (H5-1) での水位時系列を示す。実験値と比較して、波の谷での計算値が若干高いが、概ね良好に対応している。

(3) 数値シミュレーション (沖波波高  $H=27.0$  cm)

図-6.20 に瞬間像を比較して示す。このケースでも、先程のケースと同様の戻り流れが見られるが、ケーソン前面水深は比較的浅く、戻り流れによる落下水脈がマウンドを直接叩く ( $t/T=0.211$ )。来襲波は、ケーソンとの衝突前に生じる巻き波型碎波によって多量の気泡を巻き込む ( $t/T=-0.053$ ,  $x=-0.4\sim 0.0$  m の白濁域)。ケーソン前面に達した来襲波の越波水脈はおおよそ斜め  $45^\circ$  上方に向い ( $t/T=0.105$ )、飛沫を生じつつ排水路壁面を越えて排水路内へと流入する ( $t/T=0.263$ )。また、図示した画像の範囲外であるが、このケースでは越波水塊の一部は排水路を越えて背後地にまで到達する。計算においても、単相流計算のため気泡混入に関しては再現

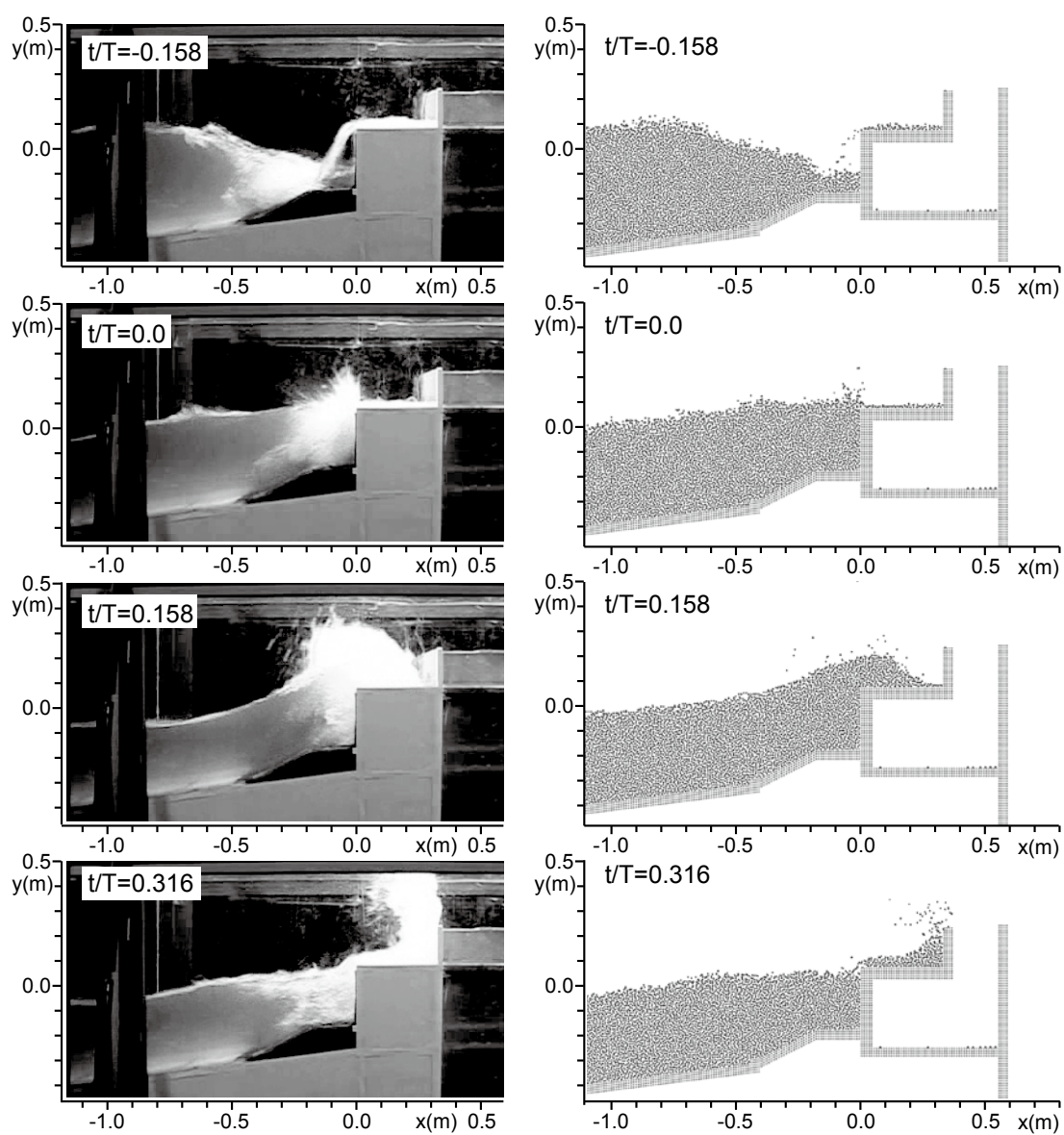


図-6.18  $H=18.0$  cm (左：実験，右：計算)

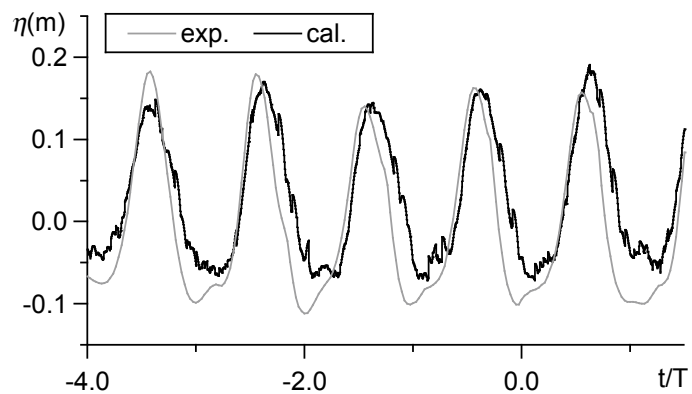


図-6.19 水位時系列 ( $H=18.0$  cm)



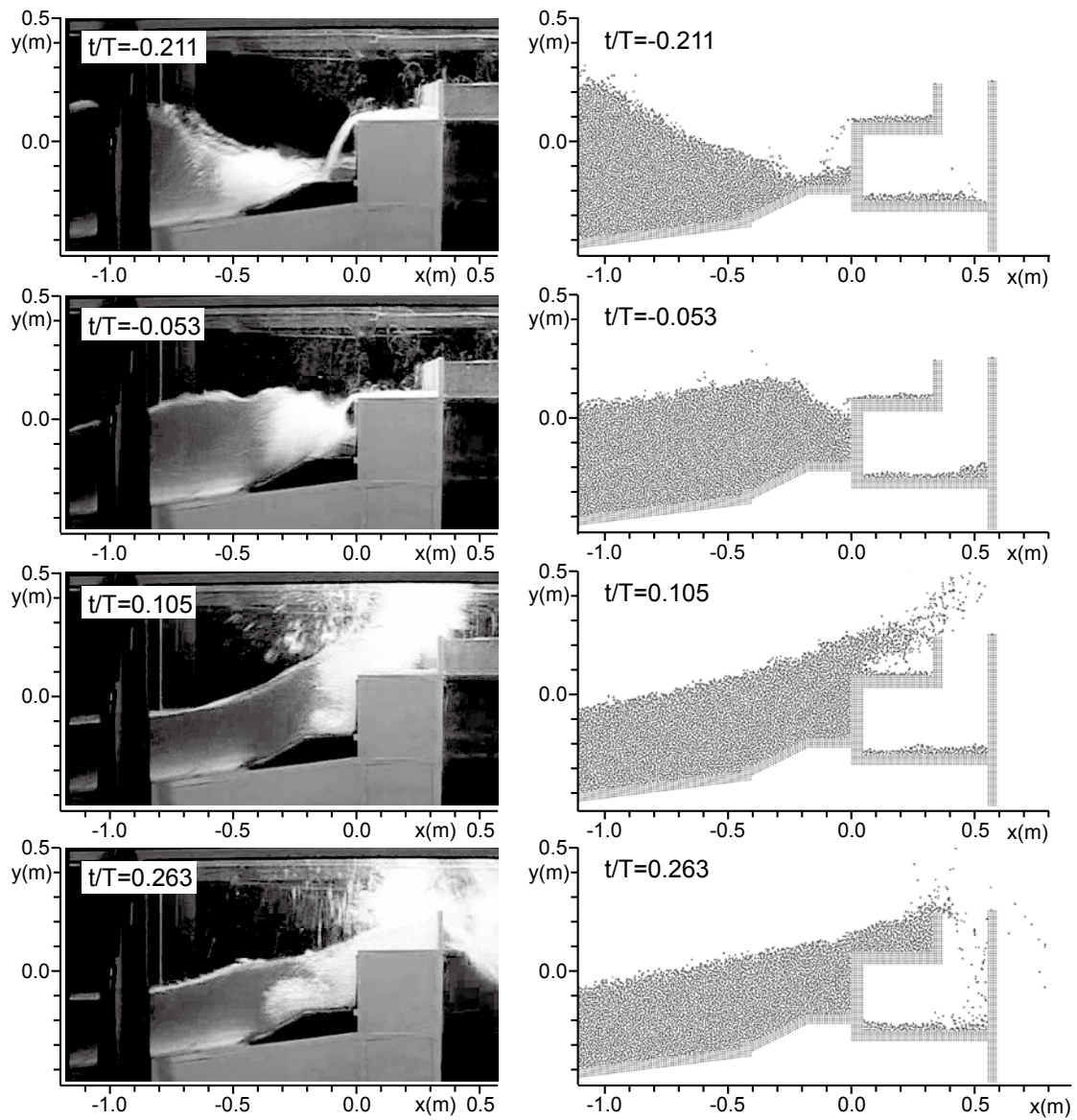


図-6.20  $H=27.0$  cm (左：実験，右：計算)

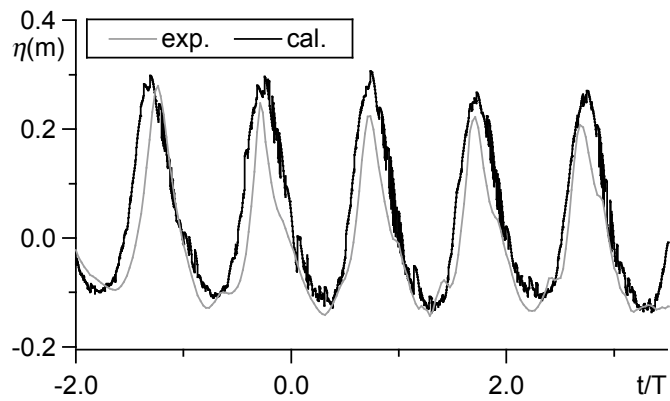


図-6.21 水位時系列 ( $H=27.0$  cm)



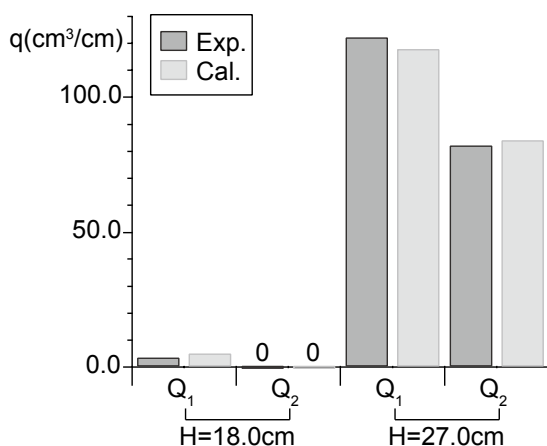


図-6.22 越波量

できないが、水面形や飛沫の飛散領域等、実験と同様の越波過程が再現できている。図-6.21 に、先程のケースと同様の波高計における実験の計測値と計算の水位時系列を比較して示す。峰においては、若干計算値の方が大きいが概ね良好に対応している。

### (3) 越波量

図-6.22 に一波あたりの越波量を示す。図中の  $Q_1$  は越波排水路内への越波量であり、 $Q_2$  は越波排水路背後地への越波量を示す。 $H=18.0$  cm のケースでは、水塊は背後地まで届かず、この護岸断面が越波量低減に有効であることを示唆している。一方、 $H=27.0$  cm のケースでは、排水路への越波量が前者のケースと比較して2オーダー大きく、背後地への越波量も排水路内への量の2/3程度に達している。他の4ケースについてはここでは言及していないが、 $H=24.0$  cm のケースよりも沖波波高の小さいケースでは排水路背後地に達する水塊はほとんどなく（ $H=24.0$  cm のケースで  $Q_2=15.1$  cm³/cm 程度）、 $Q_1$  についても  $H=24.0$  cm を境に急増する結果となった。計算は先程の2ケースしか実施していないが、実験との対応は両ケースともに良好である。

## 6.2.4 平面 2-D Boussinesq モデルと 3D-MPS 法のカップリング

### (1) 造波壁の制御

本項では、平面 2-D Boussinesq モデルと 2-D MPS 法のカップリングモデルを、3次元計算に対応したモデルに拡張する。2次元計算の場合は奥行き方向の情報がないため、1つの剛体壁を前後に平行移動させるだけで満足な造波が可能であった。しかし、3次元計算の場合、造波壁の奥行き方向に対して直角方向に波が入射する場合は2次元計算と同様にその波向と平行に造波壁を一斉に移動させればよいが、斜め入射の場合にはこの方法では対処できない。入射波向に合わせて境界条件を設定すれば良いという考え方もあるが、多方向性を扱う実海浜の条件下の

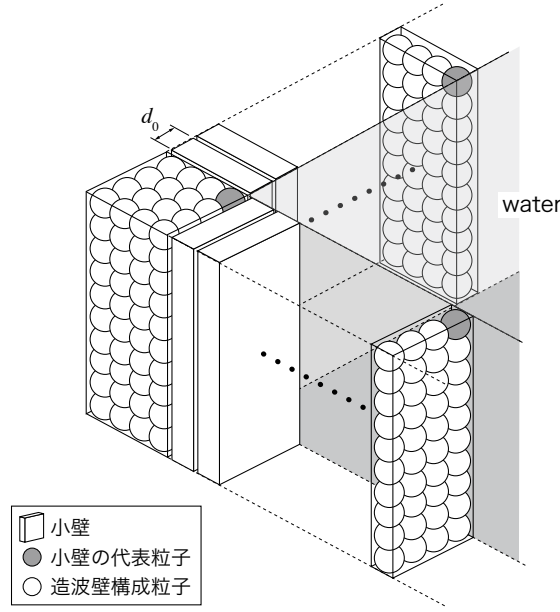


図-6.23 造波壁の分割

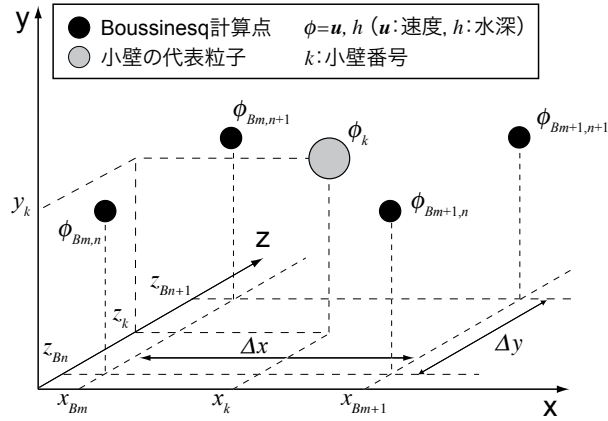


図-6.24 小壁の代表粒子と Boussinesq 計算点

計算においてはやはり対応できない。

そこで、どのような入射方向にも対応するために、図-6.23 のように造波壁を小壁に分割する。分割の幅は基準粒径  $d_0$  に等しくする。ただし、造波壁の隅角部においては図のように 4 粒子 × 4 粒子の断面で 1 つの小壁とする。小壁の移動については、まず、小壁の上端の最も内側に存在する粒子（図-6.23 中のグレーで示される粒子）を代表粒子とし、図-6.24 に示すように代表粒子  $(x_k, y_k, z_k)$  の周囲に存在する 4 点の Boussinesq モデルの計算点  $(x_{Bm,n}, z_{Bm,n})$ ,  $(x_{Bm+1,n}, z_{Bm+1,n})$ ,  $(x_{Bm,n+1}, z_{Bm,n+1})$ ,  $(x_{Bm+1,n+1}, z_{Bm+1,n+1})$  での速度・水深の内挿値

$$\mathbf{u}_{\text{wallk}} = \alpha_{Bm,n} \mathbf{u}_{Bm,n} + \alpha_{Bm+1,n} \mathbf{u}_{Bm+1,n} + \alpha_{Bm,n+1} \mathbf{u}_{Bm,n+1} + \alpha_{Bm+1,n+1} \mathbf{u}_{Bm+1,n+1} \quad (6.8)$$

$$h_{\text{wallk}} = \alpha_{Bm,n} h_{Bm,n} + \alpha_{Bm+1,n} h_{Bm+1,n} + \alpha_{Bm,n+1} h_{Bm,n+1} + \alpha_{Bm+1,n+1} h_{Bm+1,n+1} \quad (6.9)$$

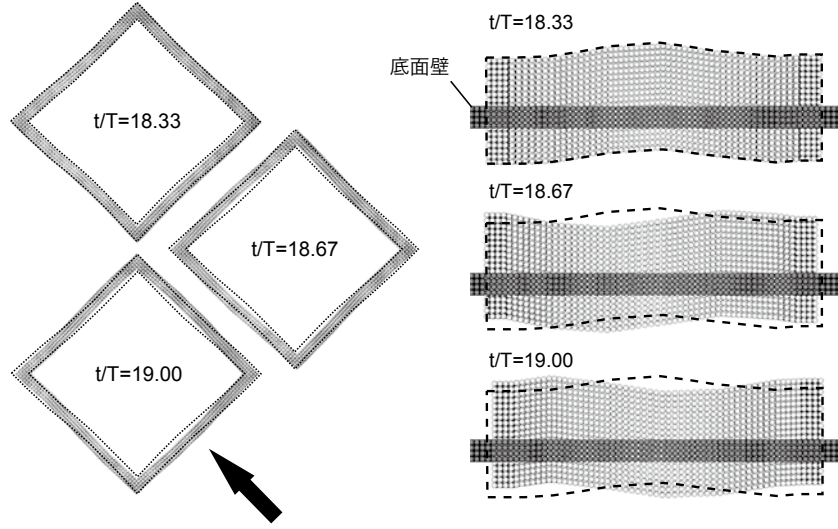


図-6.25 造波壁の移動（左：平面図，右：矢印の方向から見た立面図）

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{Bm,n} &= \frac{|z_{Bm+1,n+1} - z_k|}{\Delta z} \cdot \frac{|x_{Bm+1,n} - x_k|}{\Delta x} \\ \alpha_{Bm+1,n} &= \frac{|z_{Bm+1,n+1} - z_k|}{\Delta z} \cdot \frac{|x_k - x_{Bm,n}|}{\Delta x} \\ \alpha_{Bm,n+1} &= \frac{|z_k - z_{Bm+1,n}|}{\Delta z} \cdot \frac{|x_{Bm+1,n+1} - x_k|}{\Delta x} \\ \alpha_{Bm+1,n+1} &= \frac{|z_k - z_{Bm+1,n}|}{\Delta z} \cdot \frac{|x_k - x_{Bm,n+1}|}{\Delta x} \end{aligned} \right\} \quad (6.10)$$

を小壁の移動速度および高さとして与えて平行移動させる（ここに、 $\Delta x, \Delta z$ ： $x, z$  方向の格子幅である．なお、厳密には  $x$  方向流速、 $z$  方向流速および水深の Boussinesq モデルにおける定義点の配置は異なるが、表現の煩雑さを避けるために上式では統一して記述した．）．各小壁は独立して移動させる．図-6.25 に造波壁の移動例を示す．平面図・立面図共に、 $t/T=18.33$  における造波壁の位置を破線で示す．各小壁が独立して移動することにより、壁をフレキシブルに変形させて造波を行うことができる．

## (2) 底面壁粒子の粒径調整

図-6.25 右図のように造波壁は鉛直方向にも変位するので、造波壁の高さは初期水深よりも高く設定する必要がある、底面壁と交差せざるを得ない．この状態で標準型の MPS 法を適用すると、造波壁と底面壁の交差点において粒子が異常に接近して粒子数密度を一定に保持することが困難になり、過度の圧力変動が生じて計算が発散に至る．この問題に対処するため、図-6.26 に示すように底面壁粒子の粒径を造波壁構成粒子の近接状態に応じて変化させた．

$$d_i = \min(d_0, r_{min}) \quad (6.11)$$

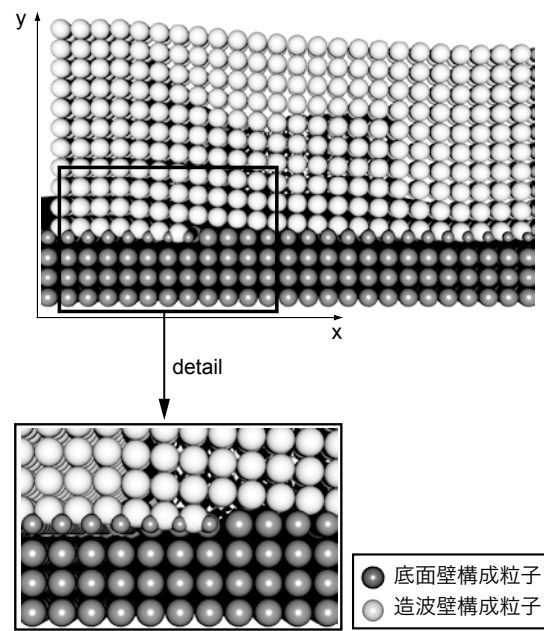


図-6.26 底面壁粒子

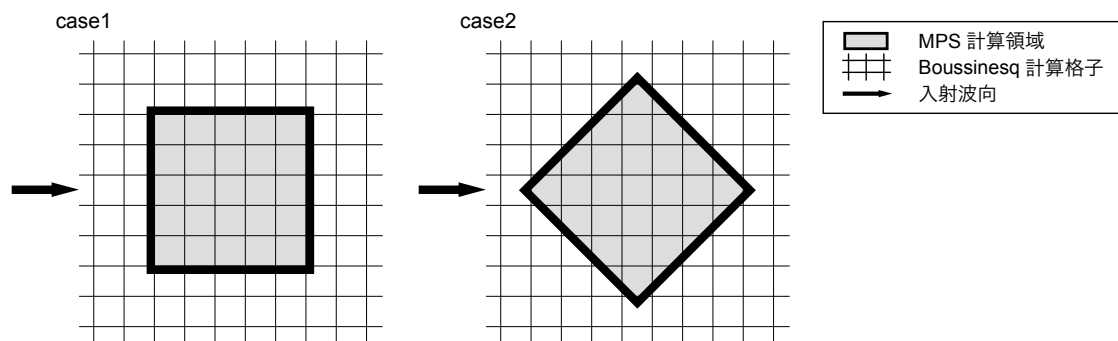


図-6.27 入射波向

ここに,  $r_{min}$ : 当該底面壁構成粒子と造波壁構成粒子との距離の最小値である. 底面壁上端の壁粒子よりも低い位置にある造波壁構成粒子は, 存在しないものとして計算が行われる. 図-6.26 にも表示していない. この処理を適用し, 非均一粒子径モデルを用いて計算することで粒子数密度を一定に保って, 計算の発散を回避した.

### (3) 直入射の場合のシミュレーション結果 (case1)

静水深 10.0 cm の一様水深の数値波動水槽で, 波高  $H=4.0$  cm, 周期  $T=0.6$  s の規則波を造波した. Boussinesq モデルの計算における格子幅は  $\Delta x=\Delta z=0.1$  m, MPS 法の計算の基準粒径は  $d_0=0.01$  m とした. 総粒子数は約 75,000 個である. 入射波向は図-6.27 に示すように, MPS 法の計算領域に対して迎え角  $0^\circ$  で入射するケース (case1) と斜めに入射するケース (case2) の 2 ケースを設定した. 図-6.28 に case1 の瞬間像を示す. 粒子法計算領域周辺に存在する Boussinesq モ

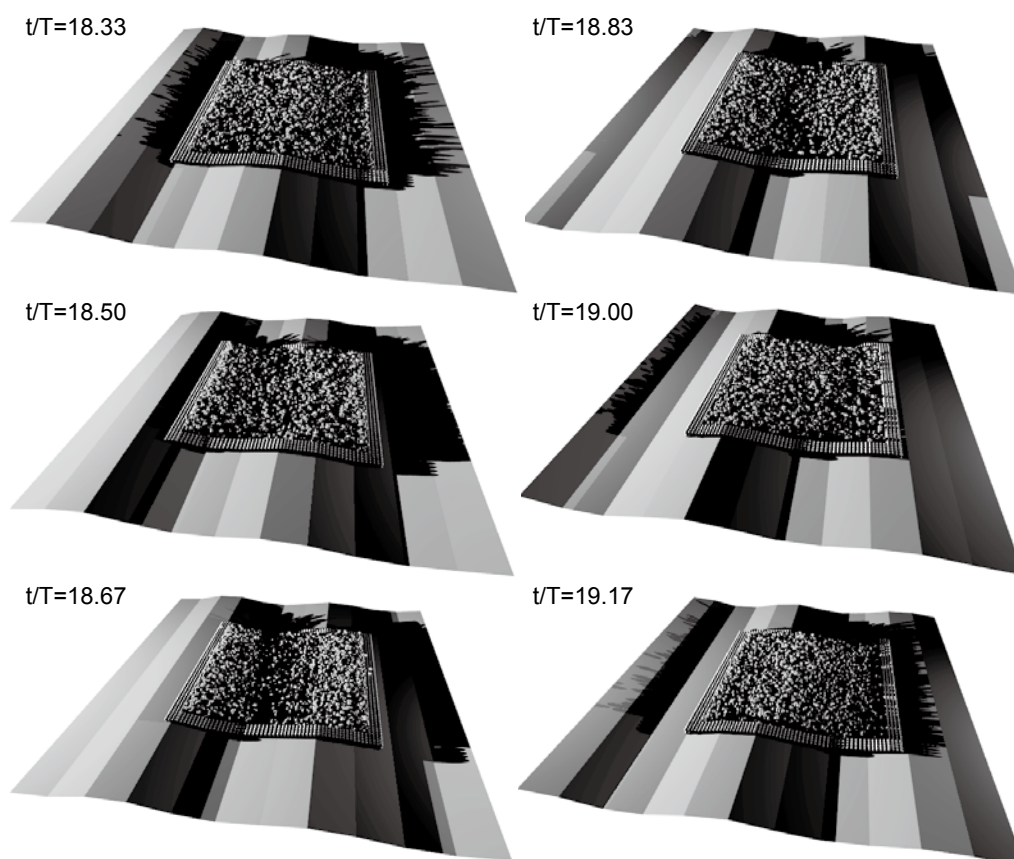


図-6.28 瞬間像 (case1)

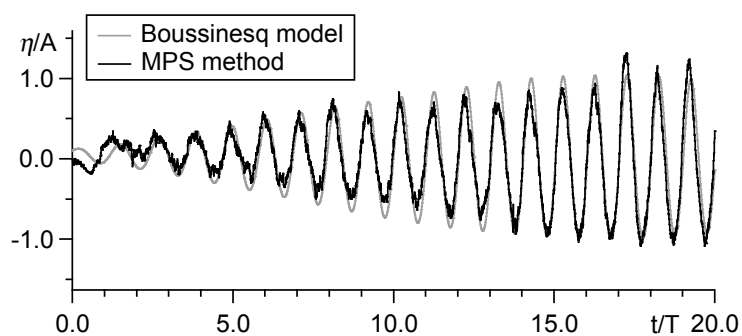


図-6.29 水位時系列 (case1)

デルの計算点における水位を曲面として併示した。波の峰・谷を見易くするため、光源の位置を低くして陰影を強調したCGとした。陰影から判断すると、両者で同期した波峰線が見られ、境界部の水面形も良好に一致している。図-6.29に粒子法計算領域中央におけるオイラー観測点での水位変動時系列を Boussinesq モデルの計算結果の内挿値と比較して示す。この図からも両者の解の良好な対応がわかり、本項で用いた境界接続方法の有効性が確認できる。



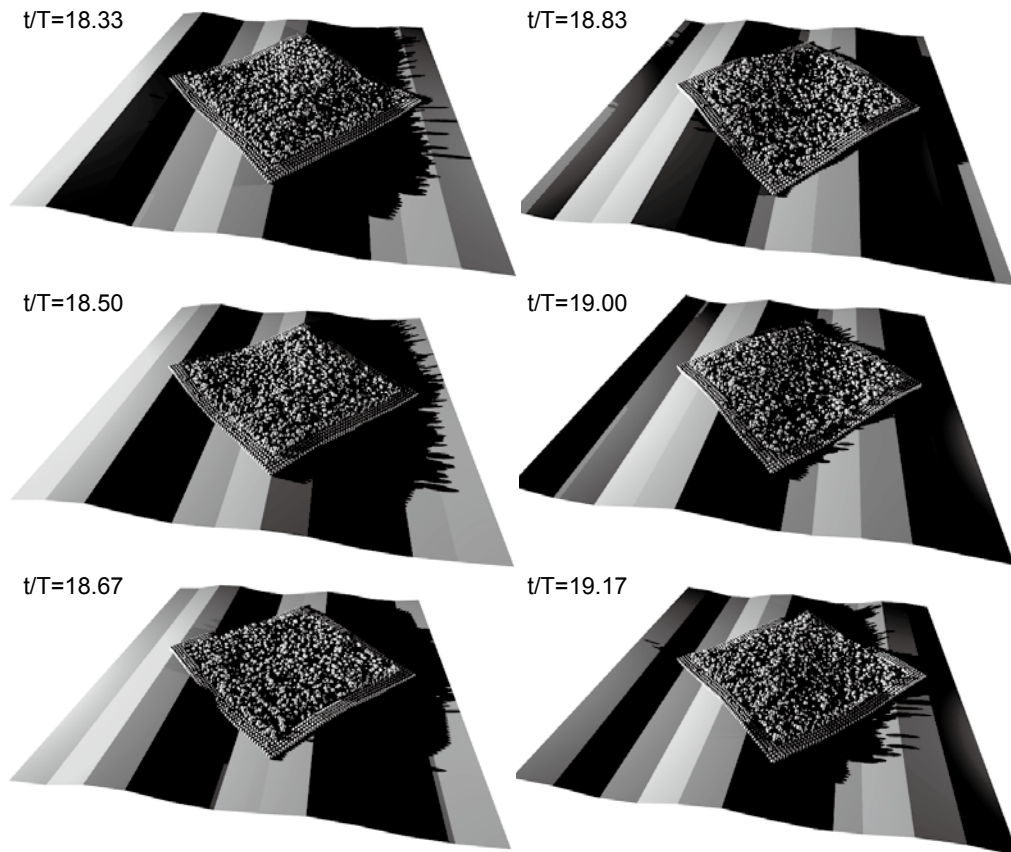


図-6.30 瞬間像 (case2)

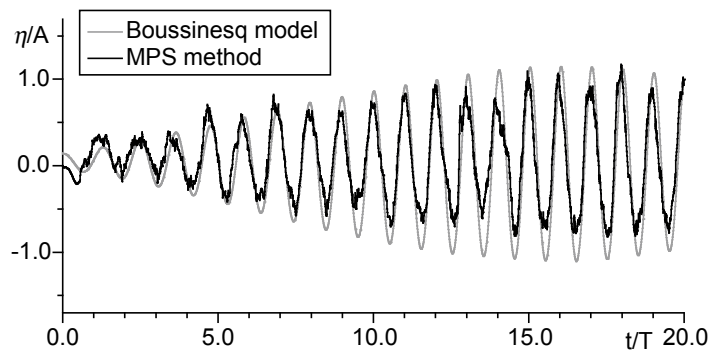


図-6.31 水位時系列 (case2)

#### (4) 斜め入射の場合のシミュレーション結果 (case2)

実際の波浪場では、特定の解析対象範囲に対して入射波向が常に一定に保たれることはない。したがって、解析ツールとしての利便性のためには粒子法の解析対象領域に対して任意の波向からの入射に対応可能であることが望ましい。図-6.30 に粒子法計算領域に対して波を斜め入射させた場合の計算結果を示す。この場合も境界部において両モデルの水面形は良好に一致している。図-6.31 に case2 の水位変動時系列を示す。case1 と比較すると、 $t/T=9.0$  以降において若干振幅が小さくなる。これは、case2 では case1 と比較して、越流する領域が広く流量低下が激し

いことが原因の一つと考えられる。しかし、二つのモデル間で最大の水位差を記録した  $t/T=13.5$  においても、水位差は粒径の 0.8 倍程度であることから、解像度を粗く設定したことにも関連している可能性がある。今後、高解像度による再計算が不可欠である。また、Boussinesq モデルによる計算の開始時刻は  $t/T=-10.0$  であり、 $t/T=0.0$  での水位は 0.0 ではないが、その差は粒径の 0.3 倍程度であり、 $t/T=0.0$  を MPS 法による計算の開始時刻としても影響はないと考えた。

### 6.2.5 結 語

本節では、Boussinesq 方程式系のモデルと粒子法を融合して、汎用的な数値波動水槽を構築するための基礎となる両者の境界接続の方法（Euler-Lagrange カップリング）について検討し、one-way のカップリングで造波壁上の沖側への越流を許容する方法によって、造波壁前面水位を両モデルで良好に同期させることが可能であることを示した。6.2.2 項では、1次元 Boussinesq モデルと断面2次元 MPS 法のカップリングモデルを開発し、単純な境界条件を対象にカップリングの基礎的検討を行った。6.2.3 項では、実際の波浪場を対象として、水理実験と MPS-Boussinesq カップリングモデルを適用した計算との比較を行った。具体的にはまず、低天端ケーソン上に大型越波排水路が設置された比較的複雑な護岸断面を対象に水理実験を実施し、越波過程について水面形の詳細の把握および越波量の推定を行った。この護岸断面は、オフセットをかけて配置された2段の直立壁との衝突・越波が段階的に生じるので、物理過程が複雑となり、入射波高によって越波モードが異なる。比較的入射波高の小さいケースでは、ケーソン前面と主波峰が直接衝突し、越波水脈は排水路前面壁に跳ね返される。一方、入射波高が大きくなると、越波水脈の大半がケーソン前面をかすめて排水路前面壁を越え、一部は排水路背後地にまで達する。越波量についても顕著な差が見られ、入射波高が小さければ、有効な越波量低減効果が得られるが、ある程度大きくなると排水路背後地においても排水路内の2/3程度の越波量が確認された。計算結果は、このような越波水脈の挙動が複雑となる越波過程について、何れのモードに対しても水面形・越波量ともに良好な予測を与えており、この種の護岸断面に対する適用性が確認された。最後に6.2.4項で、中小領域の波浪場における水理現象を対象とする再現計算に幅広く対応できる汎用的な数値造波水槽を構築することを目的として、平面2-D Boussinesq モデルと3-D MPS 法のカップリングモデルを提案した。一様水深の造波水槽で造波に関する基礎的な検討を行った結果、両者の水面形は良好に一致しており、境界接続方法の有効性が示されたといえる。しかし、碎波を伴う浅海域での有効性の検討や、あるいは、構造物からの反射の影響の無視できない波浪場を解析する場合には、MPS 計算の結果を Boussinesq モデルに反映させる two-way カップリングが必要となる。防波堤やケーソン護岸周辺の海域を計算対象とすることも想定し、two-way カップリングについても対応を急がねばならない。



## 6.3 気液二相流モデルによる碎波過程のシミュレーション

### 6.3.1 研究の動機

6.1 節に述べたように、これまでの粒子法における碎波解析<sup>2)~6)</sup>は全て単相流計算である。しかし、碎波帯は固気液三相の混相流場であるから、その力学的な構造を検討するために気液二相流モデルが果たす役割が大きいことは言うまでもない。また、実務的な問題でも気液二相流モデルの導入が必須の事項が存在する。例えば防波堤に作用する波力の評価に際しては、衝撃波圧の予測が重要な検討項目として挙げられるが、巻き波型碎波の防波堤への直接衝突の際には水面下に取り込まれた空気塊の圧縮性を伴う挙動が衝撃波圧に大きく影響する。信頼性のある衝撃波圧の予測を行うには、これまでのような単相流計算では不充分であり、気液二相を解くことへの要請は必然である。粒子法による気液混相流解析の既往の例としては、Koshizuka ら<sup>19)</sup>による原子炉内の水・蒸気二流体の蒸気爆発の解析がある。本節では、Koshizuka らの開発した気液二相流モデルに基づいて、気液二相流型数値造波水槽を開発し、碎波・遡上過程を例に基本的特性を検討する。

### 6.3.2 気液二相流型 MPS 法

#### (1) 基礎式の一般形

気相・液相の連続式及び運動方程式は以下ようになる。

$$\nabla \cdot (\rho_l \mathbf{u}_l) = 0 \quad (6.12)$$

$$\nabla \cdot (\rho_a \mathbf{u}_a) = 0 \quad (6.13)$$

$$\rho_l \frac{D\mathbf{u}_l}{Dt} = -\nabla p_l + \rho_l \nu_l \nabla^2 \mathbf{u}_l + \rho_l \mathbf{g} + \frac{\sigma \kappa \delta_{st}}{\rho_l} \mathbf{n} - \mathbf{f}_{al} \quad (6.14)$$

$$\rho_a \frac{D\mathbf{u}_a}{Dt} = -\nabla p_a + \rho_a \nu_a \nabla^2 \mathbf{u}_a + \rho_a \mathbf{g} + \mathbf{f}_{al} \quad (6.15)$$

ここに、 $\mathbf{f}_{al}$ : 気相・液相間相互作用力ベクトルである。添字  $a, l$  は気相及び液相を表している。ここで用いた表面張力モデルは、6.2.2 項で用いたモデルと同様である。

運動方程式をさらに詳しく記述すると、

$$\rho_l \frac{D\mathbf{u}_l}{Dt} = (-\nabla p_l + \rho_l \nu_l \nabla^2 \mathbf{u}_l)_l + \delta_{al} (-\nabla p_l)_a + \rho_l \mathbf{g} + \frac{\sigma \kappa \delta_{st}}{\rho_l} \mathbf{n} \quad (6.16)$$

$$\rho_a \frac{D\mathbf{u}_a}{Dt} = (-\nabla p_a + \rho_a \nu_a \nabla^2 \mathbf{u}_a)_a + \mathbf{f}_{al,a} + \rho_a \mathbf{g} \quad (6.17)$$

となる。 $\mathbf{f}_{al,a}$  は気相の圧力計算の際に、気液界面の液相粒子から受ける力を示している。なお、

パラメータ  $\delta_{ai}$  については後述する。

液相粒子では粒子数密度を一定値  $n_0$  に保つことで非圧縮性が満足されるが、気相粒子については圧縮性を考慮して、気体の状態方程式をモデル化し、粒子数密度の基準値にのみ変動を許容する拡張を施した (Ikeda ら<sup>19)</sup>)。すなわち、

$$\frac{\Delta n_{0i}^{k+1}}{n_0} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial p} (p_i^{k+1} - p_0) \quad (6.18)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial p} = \frac{1}{c_s^2} \quad (6.19)$$

$$n_{0i}^{k+1} = n_0 + \Delta n_{0i}^{k+1} \quad (6.20)$$

を用いて ( $c_s$ : 音速), Poisson 方程式

$$\nabla^2 p_i^{k+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^* - n_{0i}^{k+1}}{n_0} \quad (6.21)$$

を解き、圧力場を計算する。

## (2) 気液二相流モデル

以前に開発された固液二相流型 MPS 法 (5.4 節参照) は、土砂投入による水面波の発生 (後藤ら<sup>20)</sup>)、底泥層の存在による波浪の減衰 (後藤ら<sup>21)</sup>) など種々の過程に適用されてきた。しかし、計算格子を用いる Euler 型の流体計算法と同様に粒子法においても、二相間に極端な密度差がある気液二相流は、固液二相流と比較して数値的に不安定であり、固液二相流モデルをそのまま気液に用いても収束解は得られない。これに関しては、MPS 法の提唱者である Koshizuka ら<sup>19)</sup> が気液相間のリンクを部分的に切断する巧妙な解決策を示している。図-6.32 に計算フローを示す。まず、陽的計算段階 (粘性項及び外力項の計算段階) においては標準型と同じように計算する。そして、圧力項計算段階では、まず重い流体 (液相) の圧力項を計算する。この際には、軽い流体 (気相) と接している部分を自由表面として境界条件を与える。このことは、(6.16) 式において常に  $\delta_{ai}=0$  と置くことを意味している。その後、二段階目に軽い流体の圧力項を計算するが、その際には、重い粒子を軽い粒子と同密度の固定壁と見なして計算を行う。このプロセスが (6.17) 式中の  $f_{ai,a}$  の計算に相当する。

この方法によって気相・液相粒子の接触に起因する数値的不安定は解消される。図-6.33 に水中崩壊の計算例を示す。単相流計算と同じように脚部から水柱が崩壊し、右側の壁に衝突する。しかし、計算はこの直後に発散する。図-6.34 は計算停止直前の瞬間像であるが、詳細図の円内を見ると、周囲を水粒子で囲まれた空気粒子が存在している。実はこの状況に陥ることが発散の原因となる。なぜなら、液相の表面が自由表面であることは液相粒子が気相粒子の存在を無視して動くことを意味し、また、気相粒子にとって液相粒子が固定壁であ

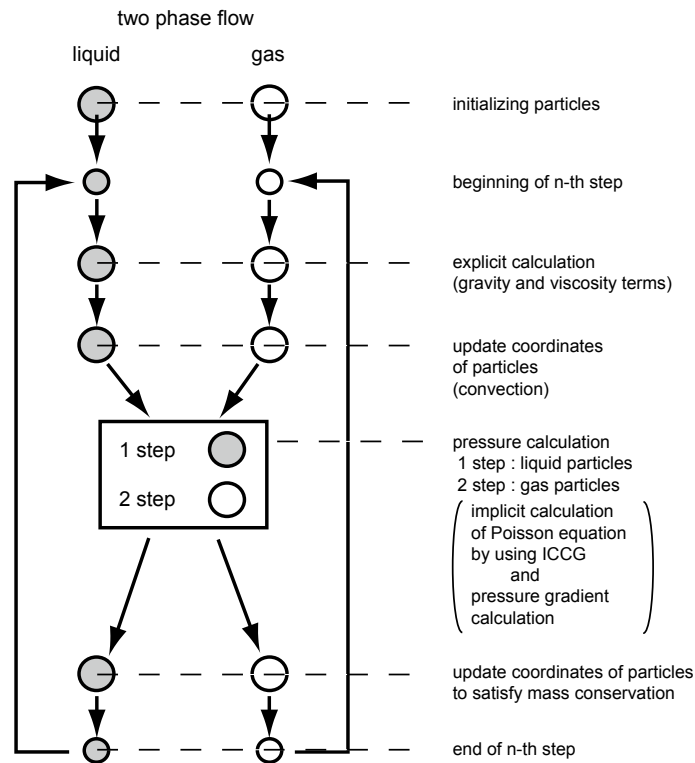


図-6.32 計算フロー

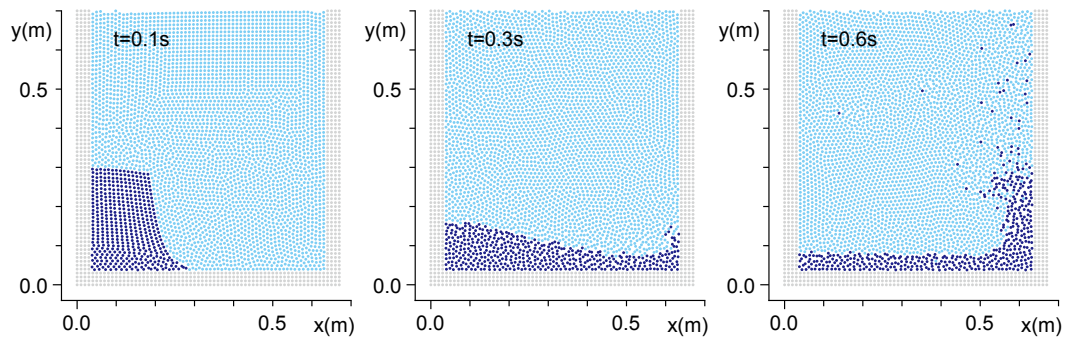


図-6.33 水柱崩壊

という意味は、気相粒子に液相粒子に対しての反力が与えられないということである。すなわち、液相粒子に周囲を包囲された気相粒子は接近する液相粒子を排除することができない。その結果、圧力が極端に増大して発散を誘発する。図-6.35 に発散の原因となった空気粒子の圧力値を示す。計算停止直前に極端に高い圧力値が記録されている。従って、このモデルをそのまま砕波解析に適用すれば、気相粒子が水中に混入するたびに気相粒子の圧力が急増して、計算が発散することになる。

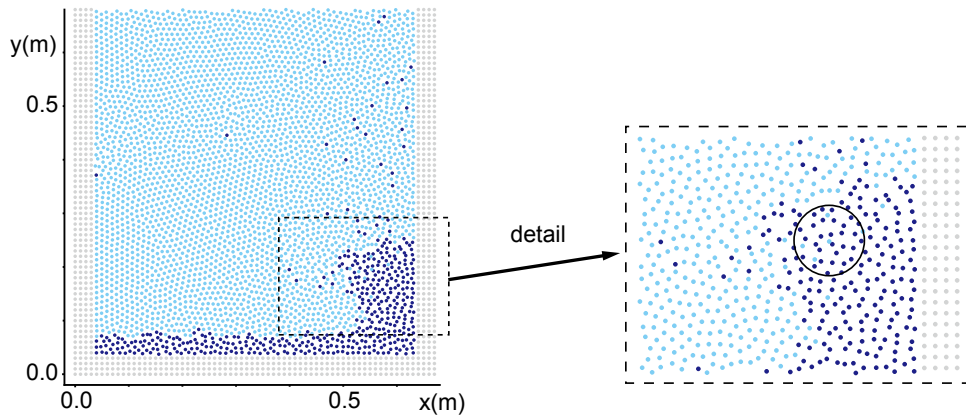


図-6.34 計算停止直前の瞬間像

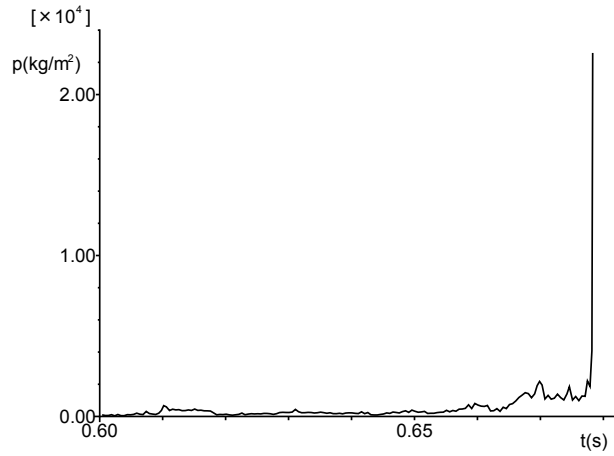


図-6.35 発散の原因となった空気粒子の圧力値

### (3) モデルの改良

そこで、この異常接近を回避するために、条件付きで軽い粒子に重い粒子への反力を作用させる修正を加えることにした。手順は以下のである。

まず、反力を与える粒子 ( $\delta_{ai}=1$ ) の判定条件については、軽い粒子に対して、重い粒子からの寄与のみを考慮した粒子数密度  $n^{al1}$  (以下、標準型水粒子数密度) と top-hat 型の重み関数  $w^{al2}$  を用いた粒子数密度  $n^{al2}$  (以下、階段関数型水粒子数密度) を考え、どちらかの閾値を上回れば反力を与えるものとする。ただし、対象粒子の影響円内にすでに反力が与えられることが決定した軽い粒子があれば、その粒子は水粒子と同じように扱い、それぞれの密度に加算されるものとする。以上を数式で表現すると、

$$n_i^{al1} = \sum_{j \neq i} w^{al1}(r) \quad (6.22)$$

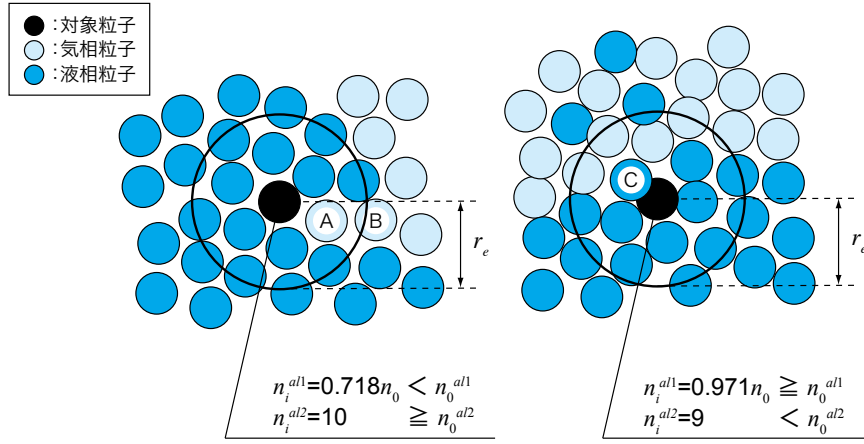


図-6.36 反力を与える粒子の判定

$$w^{al1}(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } \left\{ \begin{array}{l} r \leq r_e \\ \text{and} \\ \Xi_i = 0 \\ \text{or} \\ (\Xi_j = 1 \text{ and } \delta_{al} = 1) \end{array} \right\} \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad (6.23)$$

$$n_i^{al2} = \sum_{j \neq i} w^{al2}(r) \quad (6.24)$$

$$w^{al2}(r) = \begin{cases} 1 & \text{for } \left\{ \begin{array}{l} r \leq r_e \\ \text{and} \\ \Xi_i = 0 \\ \text{or} \\ (\Xi_j = 1 \text{ and } \delta_{al} = 1) \end{array} \right\} \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad (6.25)$$

$$\delta_{al} = \begin{cases} 1 & \text{for } (n_i^{al1} \geq \beta_{al} n_0 \text{ or } n_i^{al2} \geq n_0^{al2}) \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (6.26)$$

となる．本研究で用いたパラメータは， $\beta_{al}=0.85$ ， $n_0^{al2}=10$  である．また， $\delta_{al}=1$  と判定された軽い粒子に重い粒子の密度を仮に与え，重い粒子とともに圧力の poisson 方程式を解き，その解を反力とする．気相粒子と接している液相粒子に関しては先述したように自由表面粒子とされるため，dirichlet 条件  $p=0$  が課されるが（越塚<sup>22)</sup>），液相に反力を及ぼす気相粒子の近傍にある自由表面粒子に限って  $p=0$  ではなく，前タイムステップで得られた圧力値を代入する．こうすることで，気液界面近傍における圧力勾配の急変を緩和することとなり，計算の安定性が向上する．

二種類の境界条件の併用は，互いの欠点を補うために必要である．図-6.36 上図のように

複数の気相粒子が隣接して水中に取り込まれると、対象粒子の標準型水粒子数密度は隣接気相粒子 A,B に阻まれて閾値に届かない。一方、図-6.36 下図に示すような飛沫の着水点では、対象粒子の影響円内に (6,24) 式を満足するのに十分な数の液相粒子が存在しない状況の下に、単独で液相粒子（図中の C）が接近するため、対象粒子の階段関数型水粒子数密度は閾値に達しない。従って、効果的な判定を行うためには二種類の境界条件の併用が必要となる。図-6.37 にモデル改良後の水柱崩壊計算の例を示す（ $\delta_{at}=1$  の気相粒子はやや大きめに表示している）。気泡の巻き込みが生じた後も計算は停止しない。また、巻き込まれた気相粒子は徐々に浮上し、液相を抜け、長時間に渡って液相に留まる気相粒子は存在しない。

### 6.3.3 一様斜面上の碎波・越波過程

図-6.38 に計算領域を示す。1/10 勾配の一様勾配斜面に平坦床を接合し、その接合部から 0.2m 沖側に造波板を設置する。斜面勾配は長尾ら<sup>7)</sup>の実験装置と同様に設定したが、斜面の長さや接合部から造波板までの距離は、必要な解像度と扱える粒子数の関係上、実験と同一の計算領域を確保することはできないので短く設定した。ただし、入射波の条件は実験と一致させ、沖波波高  $H=1.96\text{m}$ 、周期  $T=0.777\text{s}$  と設定した。なお、それぞれの粒子の物性値については、気相の密度及び粘性係数を  $1.25(\text{kg}/\text{m}^3)$ 、 $1.8 \times 10^{-5}(\text{p}_a \cdot \text{s})$ 、液相の密度及び粘性係数を  $1.0 \times 10^3(\text{kg}/\text{m}^3)$ 、 $1.0 \times 10^{-3}(\text{p}_a \cdot \text{s})$  とした。粒子径は均一で 2.0 mm、総粒子数は約 16,500 個である。

図-6.39 左にスナップショットを示す。気相粒子を淡色、液相粒子を濃色、そして、液相に反力を及ぼす気相粒子を白抜きで表示している。画面左から波が伝播し、右には前周期の波による戻り流れの影響が見られる（ $t=1.80\text{ s}$ ）。波峰が前傾して碎波し、ジェットが発生する（ $t=1.89\text{ s}$ ）。ジェットが着水し、水中に気相粒子が巻き込まれる（ $t=1.98\text{ s}$ ）。着水点の岸側で飛沫が上がり、ジェットによって水中に取り込まれた気相粒子はその後徐々に浮上する（ $t=2.07\sim 2.16\text{ s}$ ）。図-6.39 右図は、左のスナップショットと同時刻の気流の流速をベクトル表示させたものである。碎波前（ $t=1.80\sim 1.89\text{ s}$ ）を見ると、波峰前面では、進行する波峰に押しのけられた気体が上昇し、一方背後では、波峰の進行で空いたスペースに向かって下降気流が生じており、結果として波峰上部に反時計回りの渦が形成されている。この種の気流特性は、従来の非碎波孤立波を対象とした気液二相流解析（例えば、陸田<sup>23)</sup>）のものと一致している。ジェットが落下着水した瞬間（ $t=1.98\text{ s}$ ）では、波峰上部の半時計回りの渦はやや不鮮明となり、前方への飛沫（孤立液相粒子）の放出に伴って波峰前面の気流場の乱れ（速度ベクトルの方向と大きさの不規則な様子）が、確認できる。図-6.40 では、図中に示した断面での液相流速の鉛直分布を、長尾らの PIV による計測結果から読み取ったデータと比



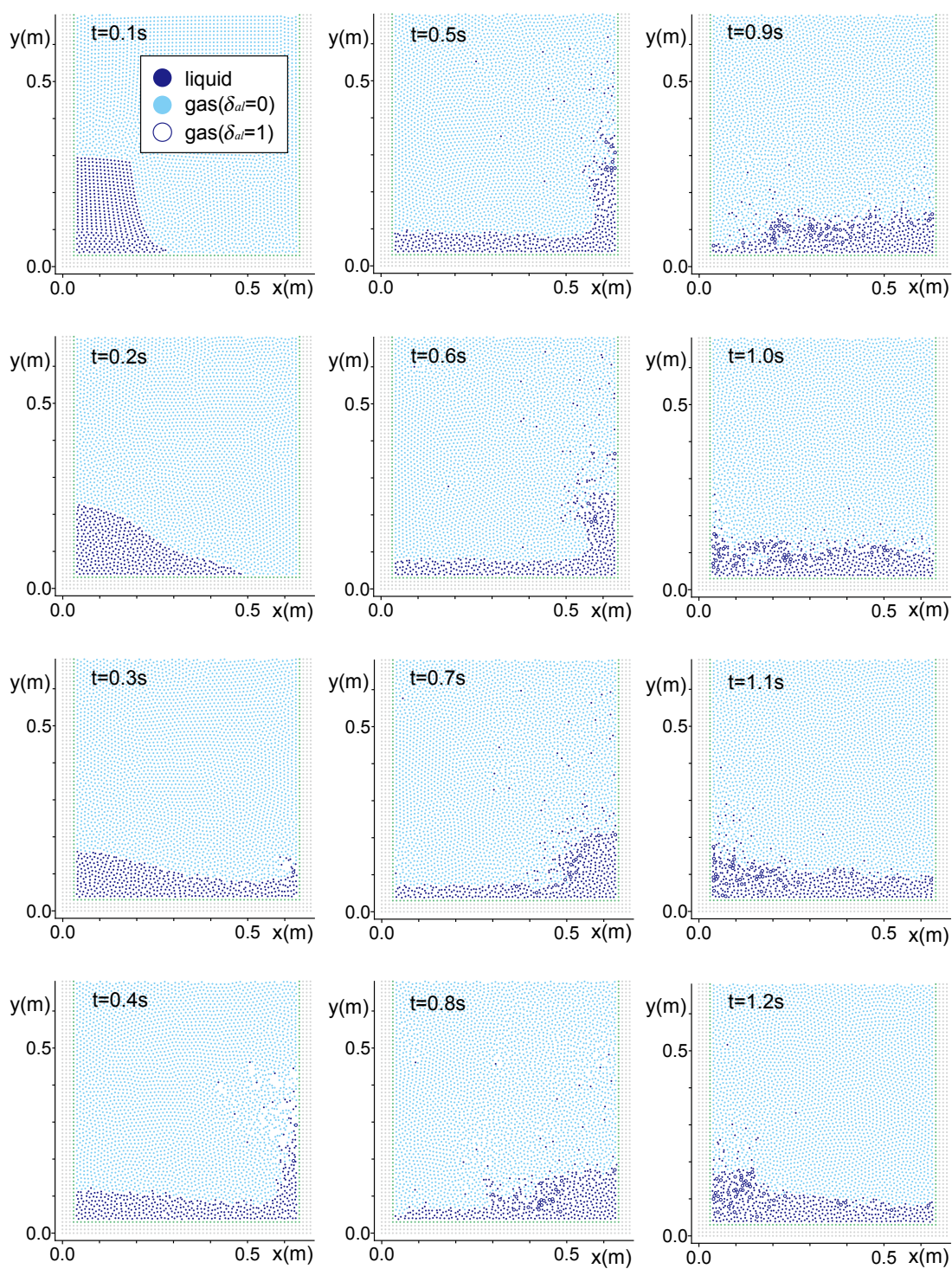


図-6.37 水柱崩壊（モデル改良後）



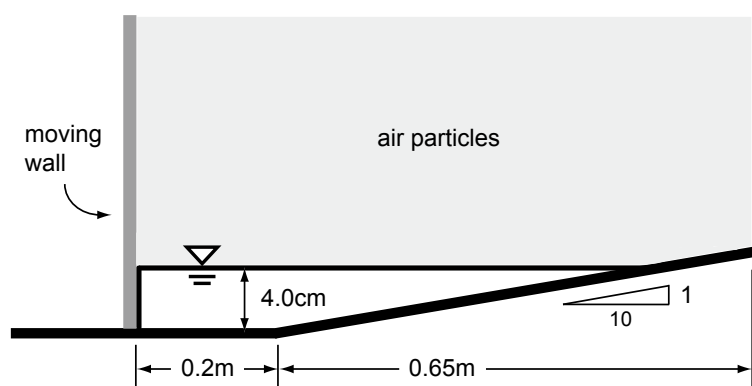


図-6.38 計算領域

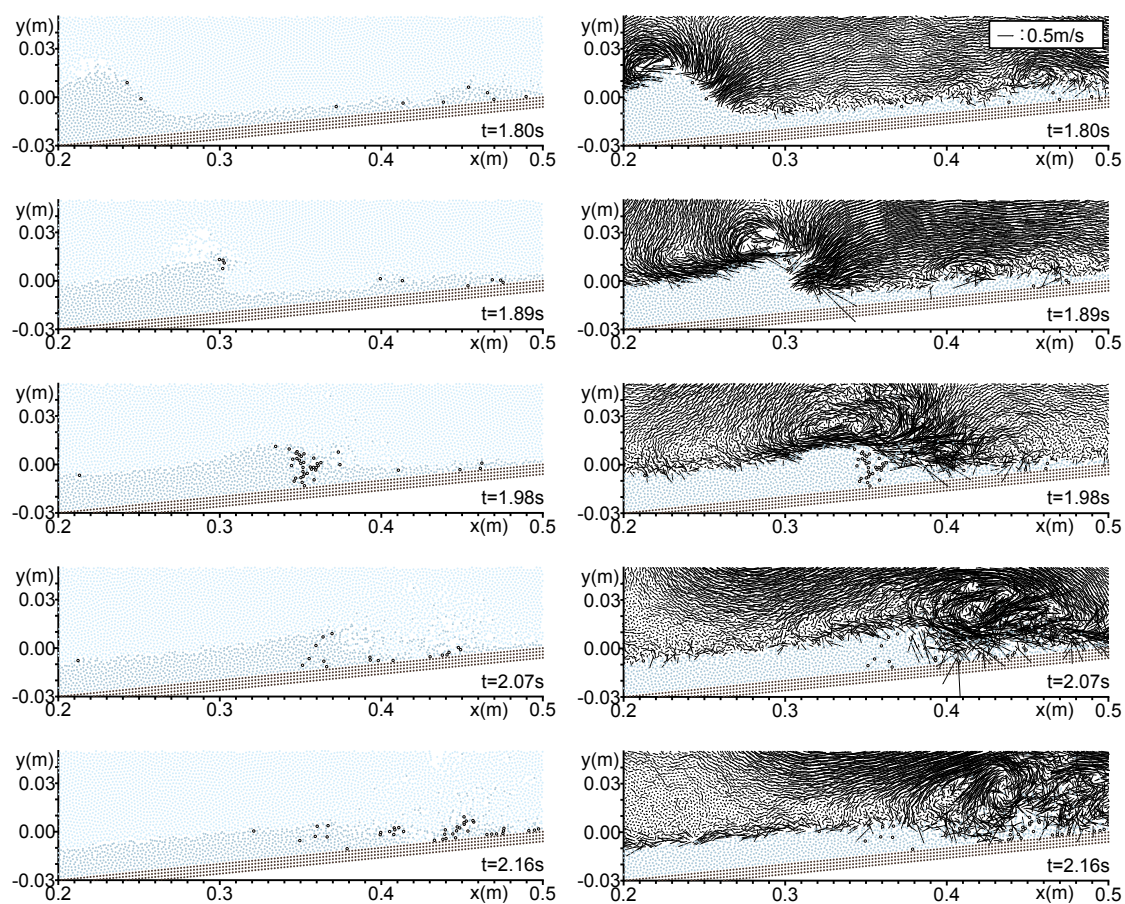


図-6.39 一様斜面上砕波・遡上過程（左：瞬間像，右：気相の流速ベクトル図）

較して示した．水平・鉛直成分 ( $u_x, u_y$ ) の両者について，水面の極近傍をのぞき，良好な一致を示した．

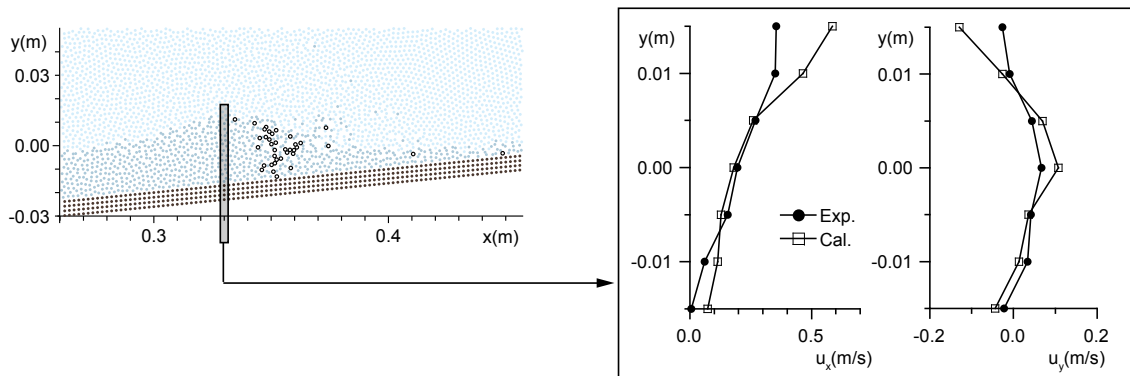


図-6.40 波頂部における流速分布

### 6.3.4 結 語

従来の気液二相流型 MPS 法に、気相粒子に条件付きで液相粒子に対する反力を与える改良を加え、気相粒子が液相中に孤立しても安定な計算が持続できるモデルを提案した。このモデルを砕波・遡上過程に適用して、基本的特性を検討した結果、波の伝達に伴う気流特性については定性的に妥当な解が得られ、また、気相粒子を取り込んだ後の液相の流速についても既往の水理実験との比較から定量的に妥当な解であると確認された。

## 6.4 衝撃波圧推定のための疑似圧縮モデルの開発

### 6.4.1 研究の背景

大波浪の直撃を受ける外洋に面した港湾では、ケーソン防波堤の滑動や消波ブロックの衝突によるケーソン壁の破損など、衝撃波圧を原因とする構造物被災が頻発し、物理的メカニズムに基づく対応策の考案が急務である。防波堤設計の実務面では、衝撃波圧係数を導入して合田式を修正する高橋ら<sup>24)</sup>の方法が確立されているが、衝撃波圧係数の推定式の根拠となっている実験条件を越える波力が作用する場合や防波堤・護岸躯体の動的構造解析の入力として波力の時系列が必要となる場合には、ピーク値のみを与える合田式に基づく方法では対応できない。このような場合に対応するには、流体の運動方程式を時間発展的に計算する数値波動力学的アプローチが必要となる。衝撃圧は一般に砕波を伴って生じるため、砕波自体の解析に安定して適用できる流体計算手法に基づく解析が有効である。

粒子法は、砕波に付随して生じる水塊分裂を良好に再現できる計算法で、砕波・越波過程のシミュレーションに対する適用が有望視されている。越波流量や越波過程の水面形に関する再現性については既に検証が行われているが<sup>6)</sup>、波圧に関しての検証はほとんど行われていない。粒子法では、流体の非圧縮性を満足させるために粒子数密度（単位体積あたりの粒子数）を一定に保つプロセスが必要となるが、その機能を圧力場計算が担っているため、物理的な圧力変動とは別に、粒子数密度の揺らぎに起因する圧力擾乱が必然的に発生する。擾乱自体は高周波変動に限定され、圧力の平均値には悪影響を及ぼさないが、衝撃波圧のように短時間の高圧力値の再現を対象とする場合には圧力擾乱と真圧力の分離が困難となる。

このような粒子法の圧力擾乱を低減するために、末吉・内藤<sup>25)</sup>は ALE 的な移動計算点を用いて MPS 法による計算と並行した補助計算過程を導入した。末吉らの開発した補助計算過程は、圧力擾乱の抑制には効果的ではあるが、補助計算結果が本体計算に還元されないにもかかわらず、補助計算のアルゴリズムは相当に複雑で計算効率の面では必ずしも有利ではない。日比・数下<sup>26)</sup>は、本体計算の後に再度圧力の Poisson 方程式を解く方法を提案しており、末吉・内藤より簡略なアルゴリズムで、圧力擾乱の抑制が可能であるとしている。本節では、より簡単に圧力擾乱を低減させる方法として、非圧縮性流体を対象とした MPS 法の圧縮性流体への拡張法<sup>27)</sup>を参考に、流体の状態方程式（圧力と真密度および基準粒子数密度）を補助方程式として導入した疑似圧縮型粒子法を適用する。はじめに疑似圧縮型粒子法の圧力擾乱の抑制効果に関する基礎的な検討を行い、直立壁に作用する衝撃波圧の解析に対する適用性を明らかにする。

#### 6.4.2 疑似圧縮性流体モデル

前節で述べたように、圧縮性流体においては、密度が圧力に比例すると仮定して、流体の状態方程式から誘導された圧力と真密度及び基準粒子数密度の関係式を用いて、圧力場を計算する。つまり、圧縮性流体では、粒子数密度の修正目標が基準粒子数密度  $n_0$  ではなく、その瞬間の圧力に応じた粒子数密度に設定されるということである。

ところで、MPS 法における非圧縮性流体計算では、粒子数密度が 1 タイムステップ終了時に常に一定値になるように計算され、各粒子が粒子数密度  $n_0$  を満足するための修正は圧力場計算のみに依存する。したがって、陽的なプロセスである第 1 段階での計算により粒子数密度が基準値  $n_0$  から離れると、各粒子の圧力を増大させて基準値  $n_0$  に一致させるように計算されることとなり、圧力のオーバーシュートが生じ易くなる。これが、真圧力に対して圧力擾乱が過大となる直接の原因である。そこで本節では、上記の圧縮性流体の計算法を参考に、非圧縮性流体に対しても疑似的な圧縮性を与え、第 2 段階修正後の粒子数密度に各粒子の持つ圧力に応じた

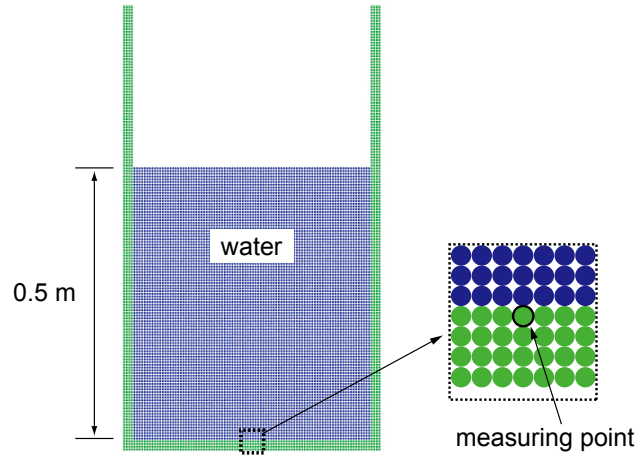


図-6.41 静水压測定

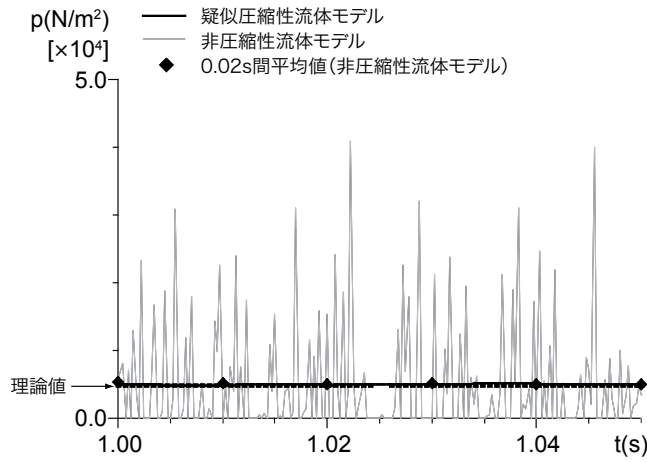


図-6.42 水槽底部における圧力

変動を許容し，修正量を小さくすることで圧力擾乱の減衰を促進させる方法を採用する．

基準粒子数密度の変動幅は，(6.18) 式を準用して

$$\frac{\Delta n_{0i}^{k+1}}{n_0} = \alpha(p_i^{k+1} - p_0) \quad (6.27)$$

とする．パラメータ  $\alpha$  は物理的に決定することができないため，経験的にチューニングせざるを得ない．これに関しては次章で述べる．

### 6.4.3 疑似圧縮性の効果

図-6.41 に示すように，単純な矩形の数値水槽に水深 0.5 m まで注水し，疑似圧縮性流体モデルの静水压に関する圧力擾乱抑制効果を確認した．粒子径は均一で 5.0 mm である．

図-6.42 に，図-6.41 中に示した表面壁粒子における圧力値の時系列を示す．標準型 MPS 法(非

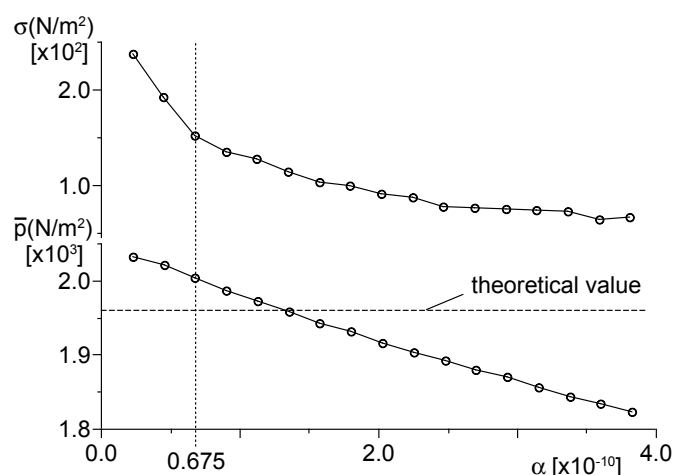


図-6.43 圧力値の分散と時間平均値

圧縮性流体モデル) では高いレベルの高周波変動の存在が見られるが、0.02 s 間のインターバル平均は概ね静水圧に対応している。一方、疑似圧縮型粒子法においては高周波変動が効果的に除去され、インターバル平均操作を介することなく、瞬間圧力値がほぼ静水圧に対応したレベルとなっている。疑似圧縮性により粒子数密度の基準値に幅を与えた結果、粒子間の関係がソフトコンタクト化され、粒子間反発力 (=MPS 法では圧力) のレベルが低く抑えられていることがわかる。

次に、パラメータ  $\alpha$  に関するチューニングについて、水深 0.2 m、粒子径 2.5 mm に設定して検討を行った。図-6.43 に、パラメータごとの定常状態の圧力の分散と時間平均値を示す。 $\alpha$  の値が大きいくほど圧縮性が高くなるので、圧力の分散は徐々に小さくなり、ノイズは減衰していくが、時間平均値も同様に徐々に減少して、理論値から離れていく。これは、圧縮性の効果による水塊の嵩の減少に関係している。パラメータ  $\alpha$  をこれ以上の値に設定すると、圧縮が過度となって粒子間距離が過小になり、計算が発散する。次章で行う波峰と固定壁との衝突のような激しい流れ場の計算では、安定な条件を設定する必要があるので、 $\alpha=0.675 \times 10^{-10}$  を用いることとした。

#### 6.4.4 衝撃波圧解析

次に、本モデルを鉛直壁に作用する衝撃波圧解析に適用した。数値造波水槽を図-6.44 に示す。Hattori ら<sup>27)</sup>の実験水槽と同様に、鉛直壁前面に長さ 5.0 cm の水平床部を設置し、その沖側には 1/10 の一様勾配斜面とそれに続く勾配 1/20 の一様な斜面を設置する。造波板は沖側水平床上に設置した。数値造波水槽では、1/20 勾配部の斜面長や沖側一様水深部の長さが実験水槽に比べて短くなっているが、入射波高  $H=4.7$  cm 及び周期  $T=1.7$  s は水理実験

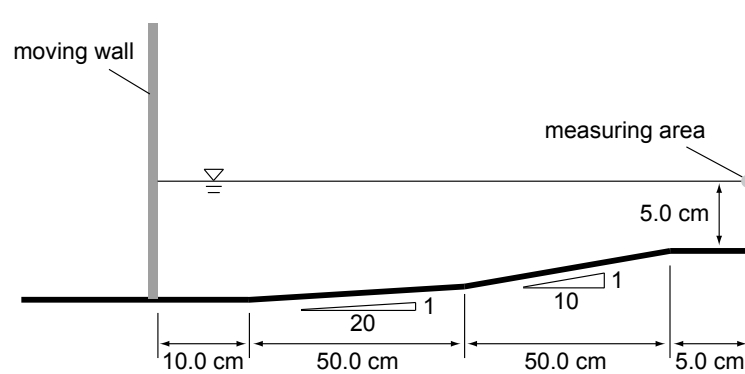


図-6.44 数値造波水槽

と同様に設定し、実験の水位変動記録の再現性に問題がないことは確認している。静水深は、水理実験と同様に鉛直壁前面で 5.0 cm、粒子径は均一で 2.5 mm、総粒子数は約 33,000 個である。

粒子法の波圧解析への適用性を検討するにあたってまず、空気混入の発生しない最も単純な造波条件で、Wagner 型の波圧波形を得ることを目標に単相流計算を行った。図-6.45 に、波の鉛直壁衝突前後のスナップショットを示す。図中の太い実線は、水理実験の画像データからサンプリングした水面形状を示している。水面形状について粒子プロットと比較すると、水理実験を良好に再現していることがわかる。

図-6.46 に、波圧波形の時系列データを示す。測定点は、鉛直壁表面の静水深と同一の高さの点に設置された。この点は、Hattori らの水理実験において最も高いピーク値が記録された測定点である。計算結果としては、測定点の座標に位置する表面壁粒子の圧力変動時系列をそのまま表示するのではなく、その粒子を中心として半径 5.0 mm（粒子径の 2 倍に相当）の範囲に含まれる粒子の最大圧力値を表示した。この種の解析では、前章の静水圧測定の場合とは異なり、波と鉛直壁との衝突の瞬間の圧力値を精度良くとらえることが重要となるが、波と壁との衝突は瞬間的であり、高速で移動する粒子と固定壁粒子との衝突を扱わなければならないことから、粒子配置は揺らぎ易く、計算が不安定になる傾向がある。したがって、表面壁粒子の圧力値には、前章のような静的な状態の場合よりもさらに大きいレベルのノイズが含まれ易く、何らかのスムージングが必要である。しかし、時間的なスムージングを行うと瞬間値をとらえ損ねる恐れがあるので、本研究では空間的なスムージングを採用した。スムージングの範囲は、水理実験で用いられた圧力センサーの径と同一（先述の半径 5.0 mm）に設定した。

実験の波圧波形と比較すると、計算結果のトレンドが良好に対応していることがわかる。まず、波峰の壁面への衝突に伴って急激に圧力が上昇するが、そのピーク値は同じレベルの値を記録している。そして、ピーク後に見られる単調な減衰区間においては、スムージングを



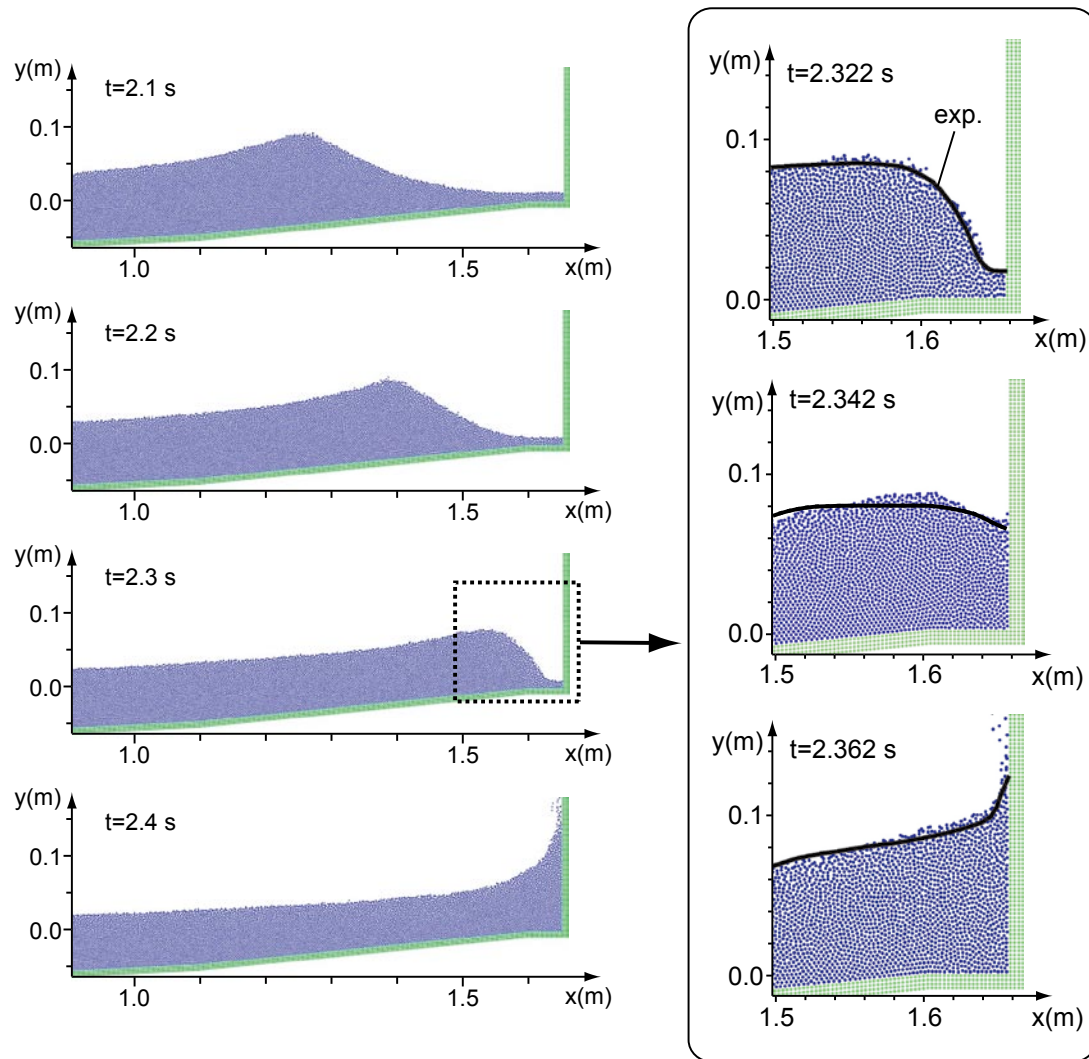


図-6.45 波と鉛直壁との衝突過程

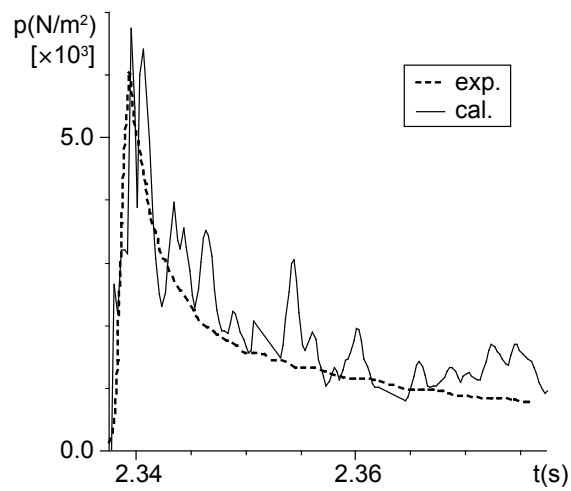


図-6.46 圧力時系列



行ってもまだ振動が見られるものの、減衰のトレンドは概ね一致しており、収束値も同レベルの値となっている。

#### 6.4.5 結 語

本節では、疑似圧縮型粒子法の衝撃波圧推定への適用性を検討した。粒子法特有の問題である圧力擾乱に対して、流体に疑似的な圧縮性を与え、粒子数密度の基準値に幅を許容することで擾乱を緩和する方法を採用した。静水圧に関して圧力擾乱抑制効果を検討したところ、標準型 MPS 法で見られた高いレベルの高周波振動は効果的に除去された。数値造波水槽を用いて鉛直壁に作用する波圧を測定した結果では、圧力擾乱を必ずしも充分には除去できず、低レベルの変動が残存したが、波圧波形のトレンドは概ね実験結果と良好に対応することがわかった。本節の疑似圧縮性流体モデルは、圧力擾乱の低減には有効ではあるが、動圧の解析に対しては一定の限界があることも確かめられた。既に提案されている補助計算を伴う方法（末吉・内藤<sup>25)</sup>；日比・藪下<sup>26)</sup>）も参考にして、より安定な方法を検討する必要があるだろう。本節では対象としなかったが、衝突圧の評価には空気塊の混入が重要であり、前節の気液二相流モデルに、本節の方法を融合させたシミュレーションも展開したいと考えている。

### 6.5 結 語

本章では、波動場を対象として、適宜モデルを導入しつつ、MPS 法の適用性を検討した。以下に、本章で得られた主要な成果について節ごとにまとめて記述する。

#### [1] 6.1 節

- ・3D-MPS 法を用いて、一様斜面上巻き波型碎波過程のシミュレーションを実施したところ、碎波時の波頂部における流速分布は、水理実験結果と良好に対応した。
- ・計算結果における波峰背後の流速場について調査したところ、PS にもかかわらず組織的な構造が抽出された。

#### [2] 6.2 節

- ・1 次元 Boussinesq モデルと鉛直 2 次元 MPS 法とのカップリングモデルでは、両者の接続点における水位を一致させるために、越流の促進を目的とした造波壁天端の切り下げが必要であることが示された。

- ・低天端護岸の越波過程のシミュレーションに本節のカップリングモデルを適用したところ、水面形および越波量に関して、水理実験結果と良好な対応を示した。
- ・平面2次元 Boussinesq モデルと3次元 MPS 法とのカップリングモデルにおいては、あらゆる入射方向の造波を行うためには、造波壁を分割させて、それぞれを独立して移動させることが有効であった。

[3] 6.3 節

- ・既存の気液二相流モデルは、水中に取り込まれた気泡の扱いが困難であったが、本節で提案した改良案によってそれを可能にした。
- ・一様斜面上砕波過程のシミュレーションを実施したところ、波峰上部の渦や波峰における流速分布等、既往の研究との対応は良好であった。

[4] 6.4 節

- ・粒子法特有の圧力擾乱の問題に関して、基準粒子数密度に変動幅を許容する疑似圧縮モデルを開発し、それを導入することで圧力値に混入するノイズの低減に一定の効果が得られた。

## 参考文献

- 1) 磯部雅彦, 高橋重雄, 余 錫平, 榊山 勉, 藤間功司, 蔣 勤, 秋山 実, 大山洋志: 数値波動水路耐波設計への適用に関する研究 -VOF 法基本プログラムの作成-, 海洋開発論文集, 第15巻, pp. 321-326, 1999.
- 2) Koshizuka, S., Nobe, A. and Oka, Y.: Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, *Int. J. Numer. Mech. Fluids*, Vol. 26, pp. 751-769, 1998.
- 3) 後藤仁志, 酒井哲郎, 沖 和哉, 芝原知樹: 粒子法による巻き波型砕波を伴う斜面遡上過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 181-185, 1998.
- 4) Monaghan, J. J. and Kos, A.: Solitary waves on a cretan beach, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, ASCE, Vol. 125, pp. 145-154, 1999.
- 5) Gotoh, H. and Sakai, T.: Lagrangian Simulation of Breaking Waves using Particle Method, *Coast. Eng. J.*, 41, 3&4, pp. 303-326, 1999.
- 6) Gotoh, H., Ikari, H., Memita, T. and Sakai, T.: Lagrangian particle method for simulation of wave overtopping on a vertical seawall, *Coastal Eng. J.*, Vol. 47, Nos. 2-3, pp. 157-181, 2005.
- 7) 長尾昌朋, 新井信一, 上岡充男: PTV と PIV を組み合わせた砕波帯の流速分布測定, 海岸

- 工学論文集, 第 44 巻, pp. 116-120, 1997.
- 8) Nadaoka, K., Hino, M. and Koyano, Y.: Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone, *J. Fluid Mech.*, 204, pp. 359-387, 1989.
  - 9) Gotoh, H., Shibahara, T. and Sakai, T.: Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method - Lagrangian flow model for hydraulic engineering, *Comp. Fluid Dyn. J.*, 9, 4, pp. 339-347, 2001.
  - 10) 平山克也：非線形不規則波浪を用いた数値計算の港湾設計への活用に関する研究, 港湾空港技術研究所資料, No. 1036, p162, 2002.
  - 11) Madsen, P. A. and Sørensen O. R.: A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, Part2, A slowly-varying bathymetry, *Coastal Eng.*, Vol. 18, pp. 183-204, 1992.
  - 12) Eric Cruz, 横木裕宗, 磯部雅彦・渡辺 晃: 非線形波動方程式に対する無反射境界条件について, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 46-50, 1993.
  - 13) Nomura, K., Koshizuka, S., Oka, Y. and Obata, H.: Numerical Analysis of Droplet Breakup Behavior using Particle Method, *Jour. Nucl. Sci. and Tech.*, Vol. 38, No. 12, pp. 1057-1064, 2001.
  - 14) 後藤仁志, 五十里洋行, 八木哲生, 酒井哲郎: MPS 法による砕波解析のための自由水面境界条件の改良, 海岸工学論文集, 第 50 巻, pp. 21-25, 2003.
  - 15) 後藤仁志: 数値流砂水理学, 森北出版, p223, 2004.
  - 16) Crowe, C. T., Sharma, M. P. and Stock, D. E.: The particle-source-in cell (PSI-CELL) model for gas-droplet flows, *J. Fluid Eng.*, ASME, pp. 325-332, 1977.
  - 17) 後藤仁志, 辻本哲郎, 中川博次: 流体・粒子相互作用系としての掃流層の数値解析, 土木学会論文集, No. 485/II-26, pp. 11-19, 1994.
  - 18) Christensen E. D., Walstra D. J. and Emerat, N.: Reply to dissipation of "Vertical variation of the flow across the surf zone", *Coastal Eng.*, Vol. 50, pp. 165-166, 2004.
  - 19) Ikeda, H., Koshizuka, S., Oka, Y., Park, H. S. and Sugimoto, J.: Numerical analysis of jet injection behavior for fuel-coolant interaction using particle method, *Jour. Nucl. Sci. and Tech.*, 38-3, pp. 174-182, 2001.
  - 20) 後藤仁志, 林 稔, 酒井哲郎: 固液二相流型粒子法による大規模土砂崩壊に伴う水面波の発生過程の数値解析, 土木学会論文集, No. 719/II-61, pp. 31-45, 2002.
  - 21) 後藤仁志, 林 稔, 酒井哲郎: 固液二相流型 MPS 法による波・底泥相互干渉の数値解析, 海岸工学論文集, 第 48 巻, pp. 1-5, 2001.
  - 22) 越塚誠一: 粒子法, 丸善, p144, 2005.
  - 23) 陸田秀実: 大規模砕波による気液混相流体場における高精度数値計算手法の開発, 岐阜大学学位論文, p198, 2000.

- 24) 高橋重雄, 谷本勝利, 下迫健一郎, 細山田得三: 混成防波堤のマウンド形状による衝撃波力係数の提案, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 676-680, 1992.
- 25) 末吉誠, 内藤林: MPS法による流体解析における圧力の数値振動を抑制する手法について, 移動境界および界面の流れ解析研究集会報告書, pp. 76-87, 2004.
- 26) 日比茂幸, 藪下和樹: MPS法の不自然な圧力振動の抑制に関する研究, 関西造船協会論文集, 241, pp. 125-131, 2004.
- 27) Hattori, M., Arami, A. and Yui, T.: Wave impact pressure on vertical walls under breaking waves of various types, *Coastal Engineering*, 22, pp. 79-114, 1994.

## 記号表

本章で用いた記号を以下に列挙する.

$A$	= 振幅
$B$	= 分散特性に関する補正係数
$c$	= 波速
$c_s$	= 音速
$d$	= 粒子径
$d_0$	= 基準粒径
$f$	= 底面摩擦係数
$f_{al}$	= 気相-液相間相互作用力ベクトル
$g$	= 重力加速度
$\mathbf{g}$	= 重力加速度ベクトル
$h$	= 水深
$h_0$	= 静水深
$h_{Bm}$	= Boussinesq モデルの計算点 ( $m$ ) における水深
$h_{Bm,n}$	= Boussinesq モデルの計算点 ( $m,n$ ) における水深
$h_{of}$	= 造波壁天端の切り下げ幅
$h_{wall}$	= 造波壁の高さ
$H$	= 波高
$k$	= 造波壁の小壁番号
$\mathbf{n}$	= 法線方向の単位ベクトル

$n_0$	= 基準粒子数密度
$n^{al1}$	= 重み関数 $w^{al1}$ による粒子数密度
$n^{al2}$	= 重み関数 $w^{al2}$ による粒子数密度
$n_0^{al1}$	= $n^{al1}$ の基準値
$n^*$	= 仮の粒子数密度
$p$	= 圧力
$p_0$	= 基準圧力
$P, Q$	= 線流量
$q$	= 越波量
$Q_1$	= 越波排水路内越波量
$Q_2$	= 越波排水路背後地への越波量
$r$	= 粒子間距離
$r_e$	= 影響半径
$r_{min}$	= 底面壁構成粒子と造波壁構成粒子との距離の最小値
$t$	= 時間
$T$	= 周期
$\mathbf{u}=(u_x, u_y, u_z)$	= 流速
$u_{Bm}$	= Boussinesq モデルの計算点 ( $m$ ) における速度
$u_{Bm,n}, u_{Bm,n}$	= Boussinesq モデルの計算点 ( $m,n$ ) における速度
$u_{wall}, u_{wall}$	= 造波壁の移動速度
$v$	= 流速の絶対値
$\bar{v}$	= 局所平均流速
$w^{al1}$	= 重い粒子からの寄与のみを考慮する重み関数
$w^{al2}$	= 重い粒子からの寄与のみを考慮する top-hat 型の重み関数
$w_c$	= 水路幅
$x, y, z$	= 主流方向の座標軸とそれに直交する鉛直方向および奥行き方向の座標軸
$x_{Bm}$	= Boussinesq モデルの計算点 ( $m$ ) の座標
$x_{Bm,n}, z_{Bm,n}$	= Boussinesq モデルの計算点 ( $m,n$ ) の座標
$x_{wall}, x_{wall}$	= 造波壁の座標
$\alpha$	= 疑似圧縮に関するパラメータ
$\beta_{al}$	= 粒子数密度 $n^{al1}$ に関するパラメータ
$\delta_{al}$	= 気相から液相への作用力に関するデルタ関数
$\delta_{st}$	= 表面直力に関するデルタ関数

$\Delta t$	= 計算時間間隔
$\Delta x, \Delta z$	= Boussinesq モデルにおける計算格子間隔
$\varepsilon$	= エネルギー吸収帯の吸収係数
$\phi$	= Boussinesq モデルの計算点における物理量 ( $=u, h$ )
$\eta$	= 水位
$\kappa$	= 表面曲率
$\nu$	= 動粘性係数
$\nu_t$	= 渦動粘性係数
$\Xi$	= 粒子の物性に関するフラグ (0: 液相, 1: 気相)
$\rho$	= 流体の密度
$\sigma$	= 表面張力係数

---

## 第 7 章

### 結 論





本研究では、粒子法を用いて各種の自由表面流解析を実施し、水工学への適用性を検討した。粒子法は、自由表面流解析において重要である水面追跡に関して、どのような水面変形に対しても柔軟な対応ができる一方で、離散化に計算点を多く必要とし、高性能な計算機の使用が要求されるために、最近まで研究が進んでいなかった。しかし、計算機の性能向上と並列計算技術の開発によって、水工学の分野における粒子法を用いた解析が現実的なものになりつつある。そこで本研究では、MPS法による自由表面流解析コードの3次元化および並列化を実施し、100万オーダーの粒子の扱いを可能とし、水工学の分野で扱われる諸問題に対する適用性を検討した。以下に、本研究で得た主要な成果を要約し、本論文の結論とする。

第1章では、本研究の位置付けを示し、研究の構成の全体像を示した。

第2章では、水工学における自由表面流れに関する既往の研究のレビューを行って、研究の位置付けを明確化した。

第3章では、3次元計算時における影響半径の設定についてポアズイユ流れ計算を対象にチューニングを行い、2次元計算で適用されていた影響半径よりも小さく設定できることを示した。また、固定壁の境界条件に関する改良案を提案し、漏水問題を解消した。

第4章では、MPS法コードにおける最適な並列化手法を検証した結果、最も計算時間を要する共役勾配法を用いた収束計算には、対角スケーリングによる前処理が有効であることが示された。また、粒子のデータの分割方法としては、領域分割法の使用が最適であることが確認できた。

第5章1節では、階段状水路を対象に流況の再現計算を行った。計算によって得られた流況は、既往の実験から知られた特徴を良好に再現していた。また、流れ場に設置された脚型模型に作用する流体力に関しても、計算結果と既往の実験結果との対応は良好であった。

第5章2節では、3種類のストリーム型数値魚道の構築を行った。ストリーム型魚道は境界条件が非常に複雑であり、水理実験による計測が困難であるので、魚道内流況に関するデータは少ないが、少なくとも既往の実験データについては、計算結果は良好に対応していた。

第5章3節では、粒子法の浮体追跡の容易さを生かし、ダムの洪水吐きおよび山地溪流を流下する流木群の運動追跡を行った。流木群が複雑に絡み合いながら急変流を流下し、閉塞に至る過程を安定して解析できることが確認された。

第5章4節では、剛体移動する礫の衝突による床面の摩耗を壁粒子の移動によって表し、粒子法の持つ境界条件の設定の柔軟さを利用したシミュレーションを実施した。シミュレーション結果は既往の実験結果と良好に対応していることが示された。

第6章1節では、波動場における解析の基礎的な計算例として、一様斜面上碎波過程を対象にシミュレーションを行い、現象の再現性を確認した。

第6章2節では、粒子法における計算領域の制限を緩和する一施策として、MPS法と

Boussinesq モデルとのカップリング手法を提案した．1次元 Boussinesq モデルとのカップリングによる MPS 法の鉛直 2 次元計算については，水理実験と比較したところ，水理実験で得られた水面波形や越波量等において良好な対応が確認できた．平面 2 次元 Boussinesq モデルと 3 次元 MPS 法のカップリングについても水面形に関する基礎的な検討を実施し，一定の有効性が示された．

第 6 章 3 節では，巻き波型碎波解析に対する気液二相流モデルの適用を検討した．本節で提案した改良案により，気相粒子が水面下に取り込まれた状態においても安定した解析が可能になり，巻き波によって気泡が水面下に取り込まれる一連の過程を再現できることが示された．

第 6 章 4 節では，粒子法の波圧解析に対する適用性を検討した．粒子法特有の圧力擾乱の問題に関して，本節で提案した疑似圧縮モデルの導入が，圧力値に含まれるノイズの除去に一定の効果があることが示された．

以上のように，本研究を通じて，格子法で適用の困難な急変流場に対する粒子法の適用の有効性が明らかにされたが，今後も，粒子法がさらに広く用いられる汎用的モデルとなるようにサブモデルの開発を継続することが必要である．例えば，流体運動に関するより詳細な情報を得るためには，乱流モデルの 3 次元場への拡張が必須であるし，広範囲で構造物周辺の波動場をより正確に解析するためには，Boussinesq モデルとのカップリングモデルを two-way に拡張することが求められる．また，計算の準備段階を単純化するプリプロセッシングツール，リアリティのあるグラフィクスを作成するためのポストプロセッシングツールの開発も，水工設計の基幹ツールとしての粒子法の利用を活発化させるためには，今後一層重要になると思われる．

## 謝 辞

本研究の遂行にあたり，適切な御助言と懇切な御指導を賜った京都大学大学院工学研究科都市環境工学専攻教授 酒井哲郎 先生に深甚な感謝の意を表する次第である．また，本研究の全過程にわたり，細部に至るまで終始一貫して御指導を賜った京都大学大学院工学研究科都市環境工学専攻助教授 後藤仁志 先生に謹んで感謝の意を表する．御多忙の中，本論文の審査をして頂いた京都大学大学院工学研究科都市社会工学専攻教授 細田 尚 先生に深く感謝する次第である．

東京大学大学院工学系研究科システム量子工学専攻教授 越塚誠一 先生には，計算原理に関する貴重な御助言を賜った．京都大学防災研究所教授 戸田圭一 先生には，都市水害，とりわけ地下街氾濫に関する貴重な御助言を賜った．また，関西大学工学部都市環境工学科教授 石垣泰輔 先生には，地下街浸水時の階段避難に関する貴重な実験データを御提供頂くとともに

有益な御助言を頂戴した。京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻助教授 角 哲也 先生には、ダム水理、とりわけ流木集積問題に関する貴重な知見を賜った。また、豊田工業高等専門学校助教授 原田英治 先生には、折にふれて個別要素法をはじめとする粒子系モデルについて貴重な御助言を賜った。諸先生方に心より感謝の意を表する。

株式会社ニュージェック 殿最浩司 博士、関西電力株式会社電力技術研究所 目見田哲 博士には、波浪場水理実験や耐波設計の実務に関して貴重な御助言を賜った。第6章2節で使用した Boussinesq 方程式コードに関して、港湾空港技術研究所波浪研究室長 平石哲也 博士に、適切な御助言を賜った。また、同主任研究官 平山克也 博士には、NOWT-PARI Ver. 4.6c3 を御提供頂き、Boussinesq 方程式の計算技術に関して有益な御助言を頂いた。第6章2節における水理実験については、関西電力株式会社電力技術研究所 安岡恒人 氏に多くの御助力を頂いた。皆様方に心から感謝する次第である。

京都大学工学研究科都市環境工学専攻ウォーターフロント環境工学講座助手 沖 和哉 氏には、並列計算機をはじめとする計算環境の維持とソフトウェアの使用について多くの助力を頂いた。さらに、本研究の遂行にあたり、データ処理等様々な面で協力頂いた 鷺見 崇 氏（現、株式会社 日水コン）、奥田一弘 氏（現、五洋建設株式会社）、望月貴文 氏、谷岡弘邦 氏、奥 謙介 氏、小林雄貴 氏、丸山由太 氏をはじめ、都市環境工学専攻ウォーターフロント環境工学講座の諸氏に感謝の意を表する。

最後に、9年にわたる大学生活を全面的に支援してくれた両親に衷心より謝意を表する。